Série A
N° d'ordre : 262

Inscrit aux archives originales
du Centre de Documentation
C.N.R.S. sous le N°
A0 1807

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Centre d'Orsay

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Ludwik DOBRZYNSKI

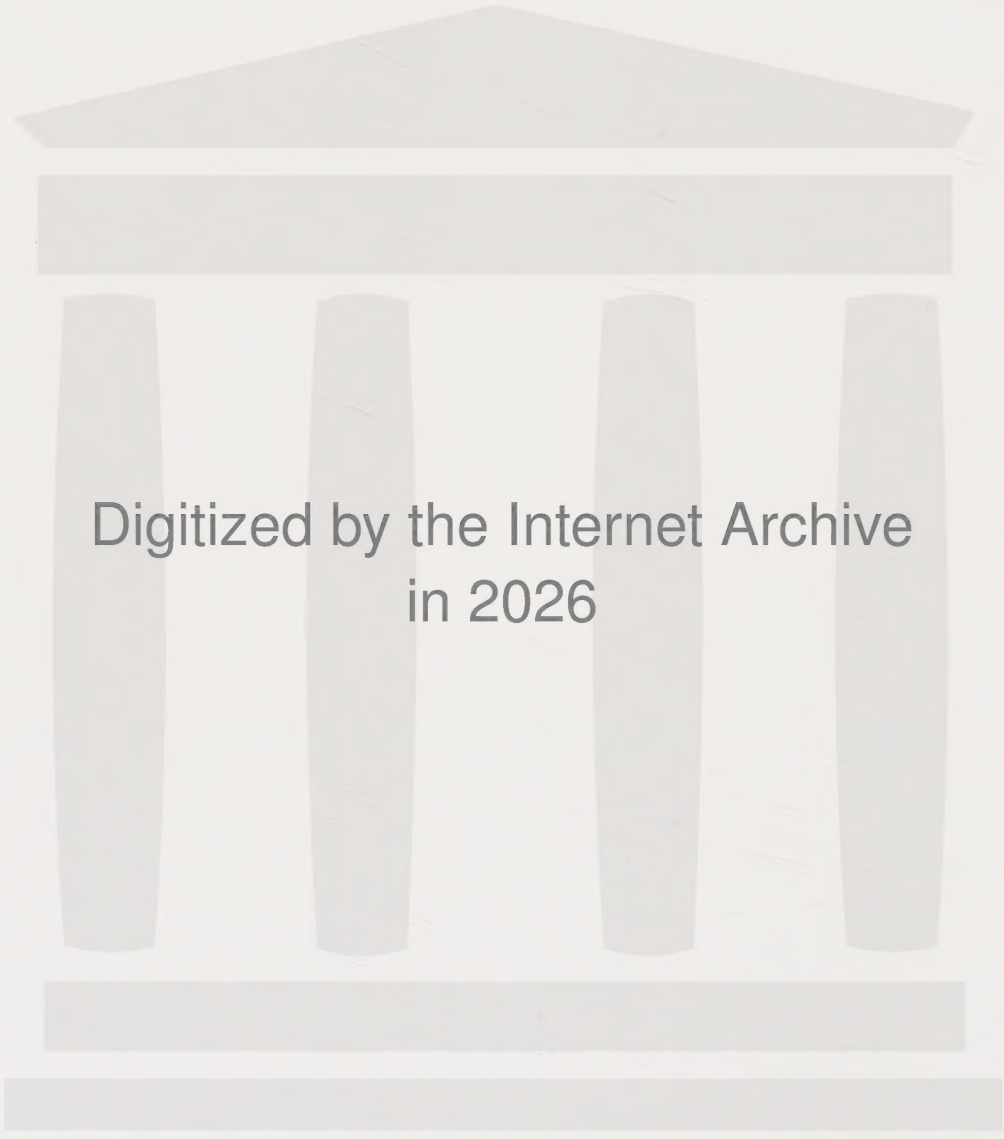
1re THESE. - « Etude des états finals $K\bar{K}\pi\pi\pi$ et $K\bar{K}\pi\pi\pi\pi$ produits dans les annihilations d'antiprotons de 1,18 GeV/c. Nombres quantiques du méson D°. »

2e THESE. - PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE.

« Les effets Josephson. »

Soutenues le 15 Juin 1967 devant la Commission d'examen.

MM. LAGARRIGUE — *Président.*
LEPRINCE - RINGUET, FALK - VAIRANT, ASTIER — *Examinateurs.*


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544304_0024

E R R A T A

page 25 - ligne 9 — lire : $\sigma_{1\ ev^t\ K_1^o} = 183$ nb

page 33 - Table II,5 — lire : $\sigma_{(1\ ev^t\ K_1^o)} = 183$ nb au lieu de $\sigma_{(1\ ev^t\ K^o)}$

page 43 - avant dernière ligne — lire : (fig. I, 1f et 1c) au lieu de (fig. I, 1f et 1g).

page 44 - 1ère note — lire : la courbe (1) tient, au lieu de les courbes (1) tiennent.

page 71 - figure II, 1D — les abscisses sont des cosθ, il faut donc supprimer l'indication GeV^2.

" II, 1A — lire M^2 $(K_1^o\ K^{\pm})$ au lieu de M $(K_1^o\ K^{\pm})$

" II, 1C et C' — échelle des abscisses lire 0,04 au lieu de 0,4

" II, 1 B' — lire $T_z = \pm 3/2$ au lieu de $T = \pm 3/2$

" II, 1 C' — lire $T_z = \pm 2$ au lieu de $T = \pm 2$

UNIV. LEIDEN BIBL.

page 75 - figure II, 4D — lire M^2 (K n π^o) au lieu de M^2 (n π^o)

page 77 - Table II, 5 — 2è colonne lire $\chi^2_{total}/\langle\chi^2\rangle = 182,1/134$ au lieu de 1,82,1/134

page 93 - figure III, 1C — échelle des abscisses lire 0,2 et 0,6 au lieu de 0,02 et 0,06.

page 121 - Table I, 6 — nombre d'événements observés dans la réaction I, 8 : lire 14 ± 4 au lieu de 16 ± 4

page 141 - 2è ligne — lire $D^o\ \pi^o$ et $D^o\ \eta^o$ au lieu de $D^o\ \pi^o$ et $D^o\ \rho^o$

page 157 - 18è ligne — lire en $\rho\ \pi\ \pi$ au lieu de en $\rho\ \rho$ ou en $\omega^o\ \omega^o$.

page 203 - figure A3, 2 — lire e = - 2,3 % au lieu de 23 %

page 213 - Référence III, 4 — se rapporter à la référence 0, 2-3 au lieu de E.P. Wigner.....

Série A
N° d'ordre : 262

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Centre d'Orsay

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Ludwik DOBRZYNSKI

1re THESE. - « Etude des états finals $K\bar{K}n\pi\pi$ et $K\bar{K}n\pi\pi\pi\pi$ produits dans les annihilations d'antiprotons de 1,18 GeV/c. Nombres quantiques du méson D°. »

2e THESE. - PROPOSITIONS DONNEES PAR LA FACULTE.

« Les effets Josephson. »

Soutenues le 15 Juin 1967 devant la Commission d'examen.

MM. LAGARRIGUE — *Président.*
LEPRINCE - RINGUET, FALK - VAIRANT, ASTIER — *Examinateurs.*

UNIV.
LIBRARY
UTR.

I N T R O D U C T I O N

-:-

En juillet 1964, la chambre à bulles de 81 cm de Saclay exposée dans un faisceau d'antiprotons de 1,18 GeV/c, auprès du synchrotron à protons du CERN, a permis la prise de 300.000 photographies d'interactions d'antiprotons dans l'hydrogène liquide. Ces photographies ont été réparties entre le CERN, le laboratoire de Physique Nucléaire du Collège de France, l'Institut du Radium et l'Université de Liverpool, travaillant en collaboration pour l'étude des annihilations d'antiprotons comportant au moins un K_1^o visible.

Lorsque cette expérience fut projetée, la collaboration CERN-Collège de France venait de mettre en évidence, dans l'étude des annihilations d'antiprotons à l'arrêt avec au moins un K_1^o visible, plusieurs phénomènes nouveaux, à savoir :

- une interaction $(K\,\overline{K})_{I=1}$ au seuil des masses $(K\,\overline{K})$ (réf. 0, 1)
- un méson non étrange : le E^o (1410 MeV) (réf. 0, 2)
- un méson étrange : le C ($K\pi\pi$) à 1 215 MeV (réf. 0, 3).

Cependant certaines difficultés subsistaient au niveau de leur interprétation. Aussi l'expérience d'annihilation d'antiprotons de 1,18 GeV/c se proposait-elle d'apporter des éléments nouveaux pour cette étude.

Le présent travail est relatif à l'étude des annihilations du type

$$\bar{p}\, p \to K\, \bar{K}\, \pi\, \pi\, \pi \quad \text{et} \quad \bar{p}\, p \to K\, \bar{K}\, \pi\, \pi\, \pi\, \pi$$

Avant d'aborder leur analyse, dans la première partie de notre étude nous résumerons le déroulement de notre expérience. Ainsi nous décrirons les diverses étapes qui ont préparées l'analyse physique. Nous passerons ensuite en revue les déformations systématiques qui peuvent affecter un ensemble d'événements provenant de réactions se produisant dans une chambre à bulles à hydrogène liquide. Nous y décrirons en particulier un test (réf. I, 12) basé sur la conservation de la conjugaison de charge et de la parité dans les interactions fortes et qui nous permettrait de détecter d'éventuelles distorsions dans notre lot d'événements. Nous conclurons cette première partie en donnant les sections efficaces d'interactions $\bar{p}\, p$ et en essayant de recueillir à partir des états finals à deux K°, un certain nombre d'informations concernant l'état initial dans lequel se produit l'annihilation.

Avant d'étudier le D° (réf. 0,4) et de déterminer ses nombres quantiques, objet de la troisième partie de ce travail, nous allons dans une seconde partie essayer d'interpréter les annihilations en 5 et 6 corps. Nous étudierons ainsi successivement les réactions suivantes :

$\bar{p}\, p \to K_1^\circ\, K^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+$	0,1
$\bar{p}\, p \to K_1^\circ\, K^+ \pi^- (x^\circ)$	0,2
$\bar{p}\, p \to K_1^\circ\, (K^\circ\, \pi^\circ)\, \pi^+\, \pi^-$	0,3
$\bar{p}\, p \to K_1^\circ\, K_1^\circ\, \pi^\circ\, \pi^+\, \pi^-$	0,4
$\bar{p}\, p \to K_1^\circ\, K^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^\circ$	0,5

où (x°) et $(K^\circ\, \pi^\circ)$ désignent l'ensemble des particules non vues dans la chambre à bulles pour les réactions (0,2) et (0,3).

Il ne nous sera pas possible de donner une description complète de ces états finals car nous ne pouvons définir les états initiaux d'annihilation. Aussi notre étude se restreindra-t-elle à l'étude d'effets dynamiques dus à des interactions dans l état final et qui s y signalent par le fait qu'ils ne suivent pas les prédictions du modèle statistique. Dans la mesure où ces effets correspondent à des résonances bien établies (K^*, ρ, ω^o) nous tiendrons compte dans notre description de leurs nombres quantiques. Nous verrons encore, que dans les annihilations en 5 et 6 corps, une singularité ayant certaines caractéristiques que l'on peut attribuer à une résonance, se manifeste par une "bosse" centrée à 1.67 GeV^2, dans les distributions des carrés des masses effectives du système ($K \bar{K} \pi$) neutre.

Dans la troisième partie de notre travail, nous nous proposons d'étudier plus particulièrement tous les systèmes ($K \bar{K} \pi$) présents dans les annihilations $\bar{p}$ p de notre expérience afin de discuter l'existence et les nombres quantiques de ce candidat à une nouvelle résonance. Nous étudierons d'abord la production du D^o (réf. 0, 4) et nous donnerons sa masse et sa largeur.
Ensuite nous chercherons à déterminer l'isospin, la conjugaison de charge et la G parité du D^o à partir d'états finals à 2 corps du type $D^o x^o$ où x^o pourra être identifiée à l'ω^o, à l'η^o, au ρ^o et au π^o. Enfin dans un dernier chapitre nous essayerons de discuter le spin et la parité du D^o en étudiant sa production et sa désintégration.

=:=:=:=:=

P R E M I E R E P A R T I E

=:=

ETUDE EXPERIMENTALE

CHAPITRE I.-

Rappel des conditions expérimentales.

CHAPITRE II.-

Tests de l'homogénéité des événements. Sections efficaces.

CHAPITRE III.-

Etude de l'annihilation de l'antiproton.

CHAPITRE I

RAPPEL DES CONDITIONS EXPERIMENTALES

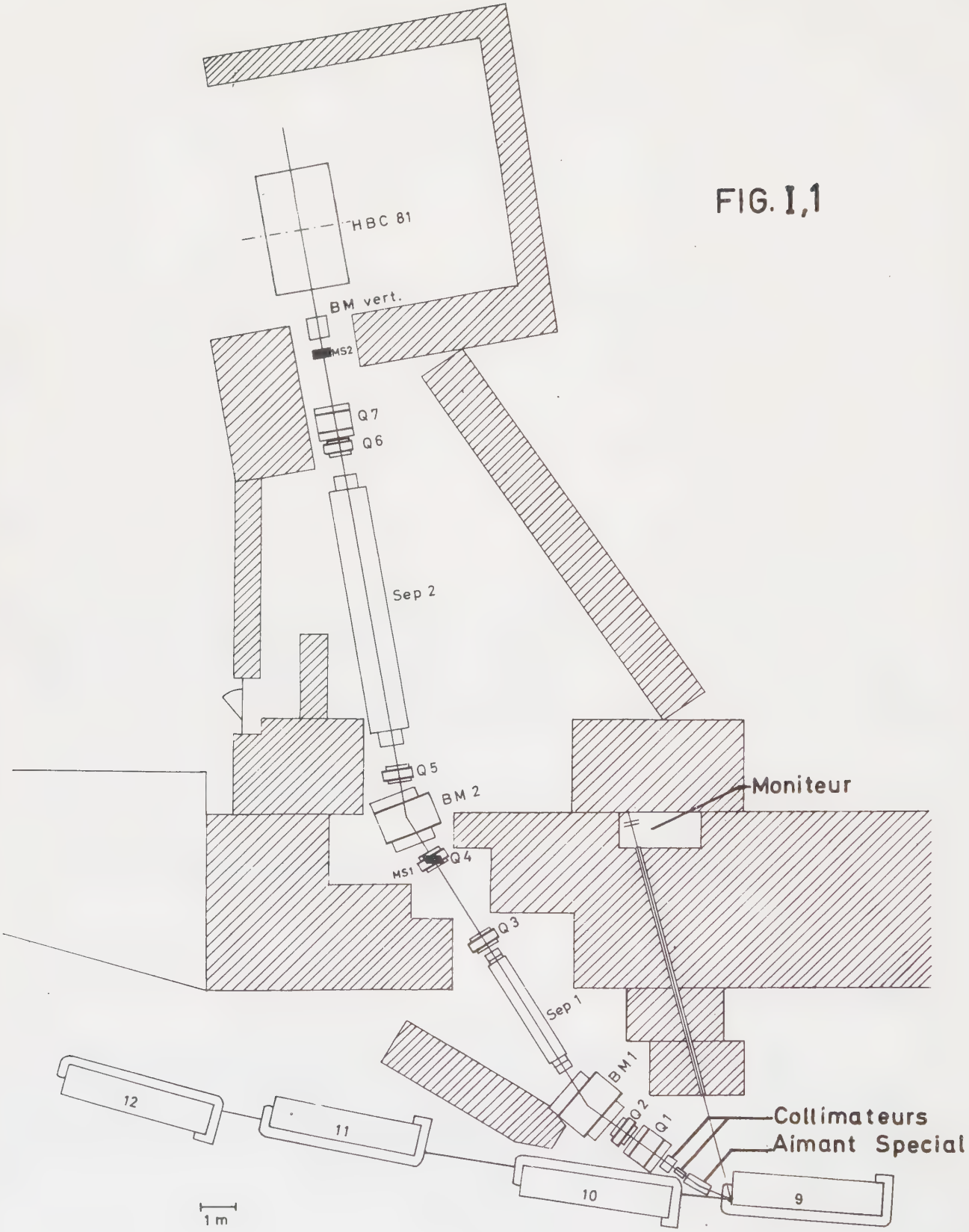
L'analyse d'une expérience de chambre à bulles comporte plusieurs étapes qui aboutissent à un ensemble statistiquement cohérent d'événements. Nous nous proposons dans ce chapitre de décrire brièvement les principales étapes de notre expérience, à savoir essentiellement :

- l'ensemble des conditions expérimentales aboutissant à la prise des photographies.
- le traitement de l'information contenue dans ces clichés.

I - CONDITIONS EXPERIMENTALES

Les antiprotons sont produits par les interactions des protons du synchrotron du CERN (réf. I, 1) sur une cible de beryllium. Un faisceau, comportant un ensemble de quadripoles magnétiques et de séparateurs électrostatiques (fig. I, 1) sélectionnant en masse et en énergie les particules produites, permettra de les obtenir à l'entrée de la chambre.

FIG. I,1


HBC 81
BM vert.
MS2
Q7
Q6
Sep 2
Q5
BM 2
MS1
Q4
Q3
Sep 1
BM1
Q2
Q1
Moniteur
Collimateurs
Aimant Special
12
11
10
9
1 m

Principales caractéristiques du faisceau k4.

Le faisceau utilisé pour notre expérience a été construit dans le hall sud du PS* du CERN (réf. I, 2) au printemps 1964. Il devait produire des anti-protons de 0 à 1,2 GeV/c et des K^- de 0,8 à 1,2 GeV/c. Ce dernier impératif impliquait que le faisceau fut le plus court possible. De plus une bonne réjection des particules indésirables imposait une séparation en deux étages.

La table (I, 2) donne les flux de particules mesurés à la distance de 31,1 m pour un angle solide $\Omega = 5,0 \times 10^{-4}$ steradian, une dispersion en impulsion $\frac{\Delta p}{p} = \pm 1$ % et un flux normalisé à 10^{11} portons du PS. L'énergie des protons était de 19,2 GeV/c.

Table (I, 2) : Flux de particules du faisceau k4

Particules \ impulsion (GeV/c)	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,2
K^+	$3,7 \pm 0,5$		$49 \pm 3,5$	100	200	660
K^-	$1,2 \pm 0,2$	$7,1 \pm 0,6$	17 ± 2		72	250
$\bar{p}$	$1,8 \pm 0,2$	$6,8 \pm 0,5$	16 ± 2		64	220
p	$1,9\ 10^4$		$5\ 10^4$	$6,2\ 10^4$	$7,5\ 10^4$	$12\ 10^4$
π^+	$6,6\ 10^4$		$12\ 10^4$	$12,5\ 10^4$	$14\ 10^4$	$23\ 10^4$
π^-	$5,6\ 10^4$		$9\ 10^4$		$13\ 10^4$	

La contamination des $\bar{p}$ en π et en μ est très faible, et en tout cas inférieure à 1 % dans le cas de nôtre expérience.

---

* Nous utiliserons cette abréviation pour désigner le synchrotron à protons.

La table (I, 2) montre que notre faisceau peut produire un nombre relativement important d'antiprotons de 1,2 Gev/c (220/cycle). Toutefois nous ne recevions sur notre cible que 15 % de l'intensité du PS. Nous pouvions ainsi obtenir une trentaine d'antiprotons à l'entrée de la chambre. Cependant l'analyse des photographies est facilitée lorsque le nombre d'antiprotons n'excède pas 15, aussi avons nous pu gagner en résolution sur la quantité de mouvement ($\frac{\Delta p}{p} = \pm$ 0,5 %) en réduisant l'ouverture des fentes de masses (figure I, 1).

La chambre à bulles à hydrogène liquide

Le parcours moyen d'un K_1^o de notre expérience est d'environ 3 cm et par conséquent l'étude des états finals avec K_1^o nécessite un appareil permettant de détecter les différents modes de désintégration de cette particule. L'utilisation d'une chambre à bulles est donc tout indiquée pour détecter la quasi totalité des K_1^o produits, se désintégrant en $\pi^+\pi^-$. On pourra trouver dans la thèse de P. Bai (réf. I, 3) une description détaillée de la chambre à bulles utilisée dans notre expérience.

Qualité des clichés

Afin que l'étude des photographies puisse se faire dans de bonne conditions il est souhaitable que :

- le nombre d'interactions par photographie ne soit pas trop élevé
- la densité de bulles soit suffisante pour permettre d'étudier la perte d'énergie par ionisation, donc la nature des traces.

Nombre d'interactions

Pour une longueur utile de la chambre de 60 cm environ et un nombre moyen de 10 antiprotons par photographie, on obtient 2,5 interactions en moyenne. En fait on peut dépouiller une photographie présentant jusqu'à 5 interactions à condition qu'elles soient régulièrement réparties dans la chambre. On voit donc

que l'on peut admettre dans la chambre jusqu'à 20 antiprotons. Au-delà l'efficacité de dépouillement faiblit. Aussi avons-nous éliminé de l'étude tout cliché ayant plus de 20 antiprotons.

Densité de bulles

La qualité des bulles et des photographies (réf. I, 3) dépend en partie des conditions de fonctionnement de la chambre à bulles. Rappelons que la densité de bulles est inversement proportionnelle à β^2 (réf. I, 4). L'analyse des photographies exige qu'une trace au minimum ($\beta = 1$) ait 12 à 13 bulles par centimètre, ce qui correspond à 21 bulles pour un antiproton de 1,2 GeV/c. Aussi lors de la prise des photographies nous sommes nous efforcés de maintenir cette valeur optimum.

II - TRAITEMENT DE L'INFORMATION CONTENUE DANS LES CLICHES (figure I, 3)

Le support contenant les informations nécessaires à notre analyse sera une bande magnétique : "Data Summary Tape" (nous la désignerons dans la suite de l'étude sous le nom de D.S.T.). Les différentes étapes qui aboutissent à sa constitution sont schématisées sur la figure I, 3.

1) Dépouillement des clichés

Ainsi que nous le verrons dans le prochain chapitre, la section efficace totale d'interaction ($\bar{p}$ p) est de 108 mb, quant à celle des annihilations avec au moins un K° elle n'est que de 3,5 mb. Ces deux chiffres indiquent donc que les événements qui nous intéressent sont noyés dans un grand "bruit de fond" constitué par l'ensemble des voies ouvertes aux interactions $\bar{p}$ p. Un dépouillement systématique impose donc une recherche des événements présentant :

- un V°* (ou 2 V°) + zéro branche chargée
- un V° (ou 2 V°) + deux branches chargées
- un V° (ou 2 V°) + quatre branches chargées.

---

* Nous désignons par V°, un candidat K_1° se désintégrant en deux particules chargées.

Les différentes phases de l'expérience d'antiprotons à 1.18 GeV/c

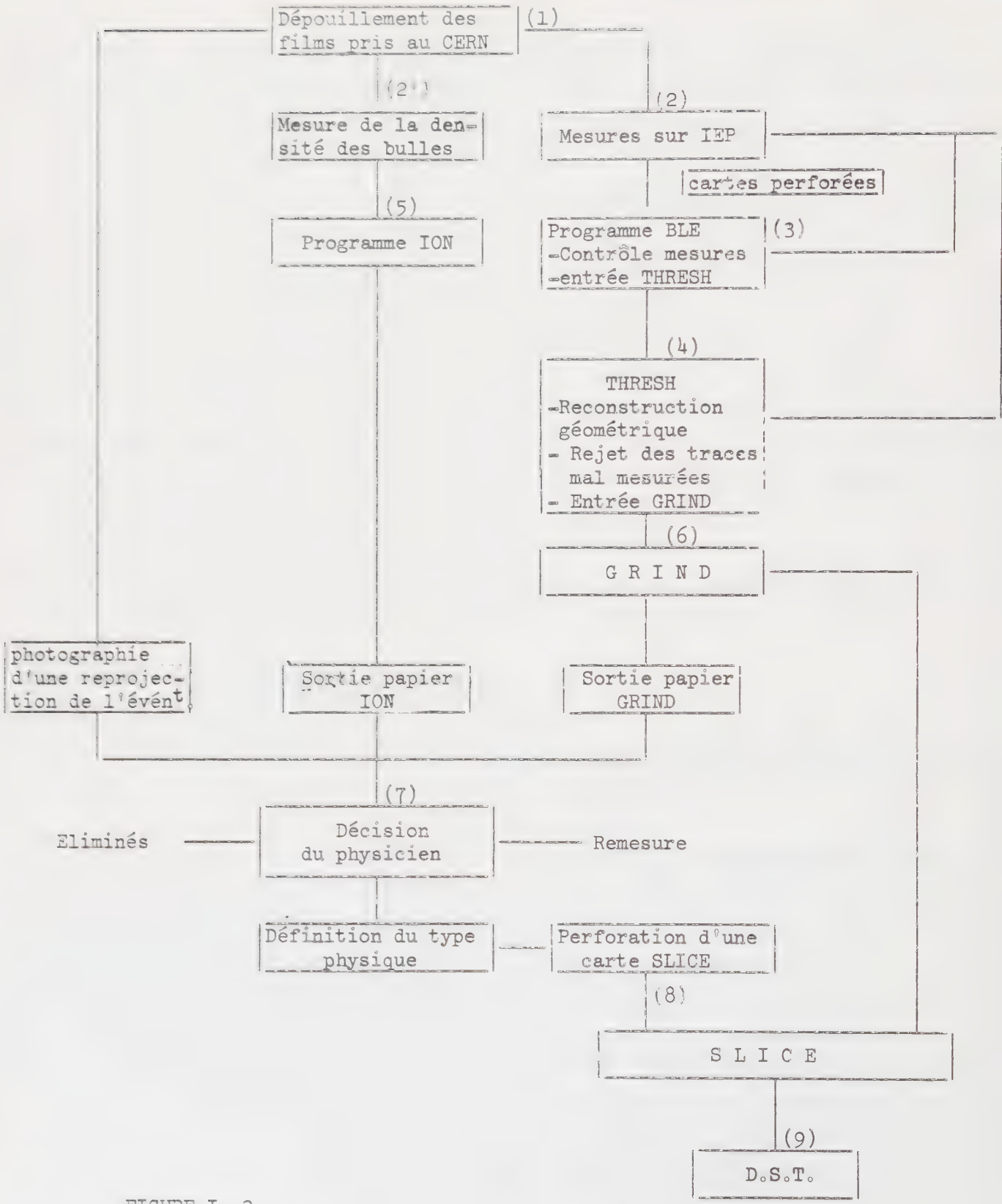


FIGURE I, 3

Cette recherche d'événements est faite selon des critères très stricts. Puis une vérification des événements trouvés est faite par un physicien. Une photographie est alors prise de la meilleure des trois vues. Elle servira dans la suite à l'identification définitive.

2) Mesure et reconstruction géométrique d'un événement

Nous décrirons ici les étapes figurées par 2, 3 et 4 sur la figure I, 3.

Une réaction nucléaire se produisant dans la chambre à bulles est déterminée par la connaissance de l'ensemble des quadrivecteurs impulsion-énergie de la charge et des nombres quantiques caractéristiques de toutes les particules intervenant dans la réaction. Il est donc nécessaire de passer des trois images de la réaction à une reconstitution de l'événement dans l'espace.

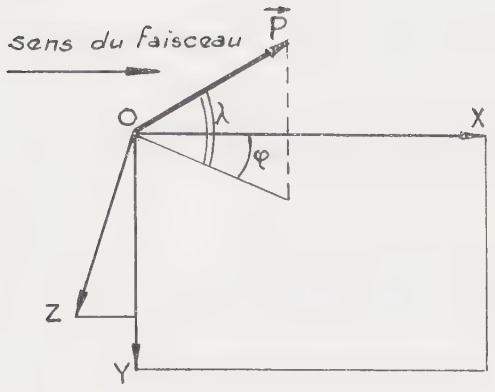
Dans ce but, nous sommes amenés à relever sur chacune des trois vues d'un événement les coordonnées d'un certain nombre de points fixes gravés sur les glaces, des points caractéristiques de la réaction (apex, sommets des V°, etc... et d'un certain nombre de points courants (4 à 6 dans notre cas) pointés sur les traces.

Cette mesure est faite à l'aide d'un appareil de précision (I.E.P) (réf. I, 5). Cet appareil nous fournit sous forme de cartes perforées les coordonnées des points mesurés qui sont traitées par le programme BLE (étape 3 figure I, 3) qui range ces données dans un ordre directement accessible au programme THRESH. Ce dernier effectue la reconstruction géométrique de l'événement.

Reconstruction géométrique de l'événement : conditions de travail

De la chambre au film les rayons lumineux rencontrent une suite de milieux que nous supposons homogènes, d'indices donnés et limités par des plans parallèles à la face interne de la glace avant, prise comme référence XOY.

Par translation des lames de verre - supposées de même indice - nous sommes ramenés à l'étude d'un ensemble de trois milieux optique liquide de



la chambre - verre - air. Les plans des films sont supposés parallèles au plan XOY.

Le champ magnétique supposé uniforme, étant dirigé selon OZ, les trajectoires des particules dans la chambre sont des hélices circulaires d'axe OZ, dans le cas où on néglige les pertes d'énergie des particules.

Cette approximation n'est plus justifiée dans le cas de traces courtes peu énergiques ou s'arrêtant dans la chambre. Pour ces traces le programme d'analyse dynamique que nous allons décrire ci-dessous comporte un traitement spécial, déterminant la quantité de mouvement en utilisant une table impulsion-parcours.

Connaissant les paramètres optiques (position des centres optiques, indices et épaisseurs des milieux successifs, etc...) on détermine, à partir des mesures sur le film des marques fiduciaires la transformation permettant de passer des mesures d'un point du film à la position de son image dans la chambre. Puis on applique la transformation précédemment définie à toutes les mesures d'un événement.

THRESH

Le programme THRESH (réf. I, 6) que nous utilisons, adapte alors par moindres carrés, une hélice circulaire d'axe parallèle à Oz. Il fournit la flèche, l'angle en profondeur λ (angle de la tangente à la trace avec le plan XOY), l'angle azimutal φ (angle de la projection de la trace sur le plan XOY avec OX), les longueurs des traces ainsi que les erreurs sur ces quantités tenant compte des erreurs de pointés et des erreurs internes au calcul.

THRESH fournit une bande magnétique contenant ces quantités qui vont servir de données au programme d'analyse dynamique.

3) Identification des réactions

Les événements dont la reconstruction géométrique est satisfaisante sont traités à l'aide du programme GRIND.

GRIND

Un événement est complétement décrit si l'impulsion $\vec{p}$ et la masse m de chaque particule chargée sont connues, $\vec{p}$ est mesurée, mais parfois l'information est incomplète (traces courtes, particules neutres...). Quant aux masses, un nombre fini d'hypothèses sont permises. On considèrera donc un événement correctement décrit si l'ensemble des traces satisfait les équations de conservation de $\vec{p}$ et de E. Nous aurons recours à une méthode d'optimisation (moindres carrés) afin d'estimer les paramètres p, θ et ϕ ainsi que leurs erreurs et par là obtenir un test de compatibilité pour une hypothèse déterminée. C'est le programme GRIND qui effectue l'ensemble de ces opérations (réf. I, 7).

L'expérience montre que souvent deux hypothèses qui ne se distinguent que par l'échange des masses sont également probables. Dans un tel cas, où l'étude de la dynamique ne permet pas d'identifier la réaction, on peut obtenir une information supplémentaire par la mesure de la densité de bulles apparaissant le long d'une trace.

Mesure d'ionisation

Cette nouvelle mesure permet de déterminer la masse lorsqu'on connaît l'impulsion de la particule et par suite sa nature (réf. I, 3 et I, 4).

Dans le cas de notre expérience un programme (ION, figuré en 5 sur la figure I, 3) donne les χ^2 des diverses hypothèses de masses envisagées pour les différentes traces d'un événement.

4) Constitution de la D.S.T

Les diverses informations résultant de l'analyse dynamique, de la mesure d'ionisation et du contrôle de la photographie de l'événement par un physicien (étape 7, figure I, 3), permettent en général de classer les événements selon les divers types physiques possibles que nous allons décrire dans le chapitre suivant. On dispose alors d'une certaine quantité d'informations qui vont permettre de constituer la bande "D.S.T." à l'aide du programme SLICE (réf. I, 8), qui fournit les quantités nécessaires à l'analyse statistique des événements.

CHAPITRE II

TESTS DE L'HOMOGENEITE DES EVENEMENTS.
SECTIONS EFFICACES

-:-

Pour chacune des réactions définies dans la table (II, 1) nous donnons le nombre d'événements retenus pour l'ensemble de la collaboration après l'étude expérimentale décrite dans le premier chapitre.

Le présent chapitre se propose

- de vérifier que le lot d'événements ainsi obtenu constitue un ensemble statistiquement cohérent ;
- de déterminer les sections efficaces de chacune des réactions.

I - ETUDE DES DISTORSIONS

Les critères choisis pour l'identification des événements ont été les mêmes pour tous les groupes de la collaboration. Nous avons vérifié qu'aux erreurs statistiques près, les nombres d'événements pour les réactions de la table (II, 1) retenus dans chaque laboratoire étaient compatibles, nous avons par conséquent utilisé pour cette étude le lot global d'événements.

1 - Efficacité de dépouillement

Un certain nombre de V° n'ont pas été observés au dépouillement à cau de leur configuration. Pour estimer cette perte nous avons dépouillé deux f le quart de nos films.

En effet si N_o est le nombre réel d'événements produits, ε_1 et ε_2 le efficacités de chacun des dépouillements, nous avons :

$$\varepsilon_1 = \frac{N_1}{N_o} \qquad \text{et} \qquad \varepsilon_2 = \frac{N_2}{N_o}$$

N_1 et N_2 étant respectivement le nombre d'événements trouvés dans chacun de dépouillements. Si N_c est le nombre d'événements vus dans les deux dépouillements et n_1 et n_2 le nombre d'événements non vus respectivement dans le premier et le second dépouillement, nous aurons :

avec $$\varepsilon_1 \, \varepsilon_2 = \frac{N_c}{N_o}$$

d'où $$\varepsilon_1 = \frac{N_1}{N_o} = \frac{N_c}{N_2} = 1 - \frac{n_1}{N_2} \; ^{*}$$

Pour l'ensemble des laboratoires** nous avons estimé que l'efficacité de dépouillement est de :

$$\underline{\varepsilon_1 = .93 \pm .01}$$

Nous aurons à tenir compte de ε_1 dans le calcul des sections efficace des réactions (1) à (21).

---

* On prendra en général $N_c = \frac{N_1 + N_2}{2}$ ce qui évite de déterminer n_1.

**Pour les films dépouillés au Collège de France, nous avons trouvé : $\varepsilon_1 = .95 \pm .02$. Pour ceux de l'Institut du Radium on donne $\varepsilon_1 = .94$. Au CERN enfin, où une étude de ε_1 a été faite en fonction du type phénoménologique de l'événement, on a trouvé que ε_1 variait légèrement avec le ty (.92 - .95) avec pour valeur moyenne .93.

2 - Visibilité des K_1^o

Nous donnons figure (II, 2) les distributions des parcours x des K_1^o pour les réactions (6) à (16) par intervalles de quantité de mouvement des K_1^o. En ordonnées nous avons porté $y = \text{Log } N_i$, N_i étant le nombre d'événements pour lesquels $x_i \leq x \leq x_{i+1}$, y doit suivre une loi linéaire en x, la pente de la droite étant $\lambda = -\frac{M}{p\,\tau_o c}$. Nous pouvons ainsi constater une perte d'événements pour des valeurs de x faibles.

Corrections dues aux pertes par proximité

Pour estimer ces pertes, nous avons tracé sur chacune des distributions expérimentales (figure (II, 2)) la droite $y = \lambda x + cte$. Pour chacune des distributions, on peut adapter une droite à pente λ. On peut ainsi estimer les pertes par proximité.

Nous constatons que ces pertes sont les mêmes pour les quatres bandes de quantité de mouvement (environ 4 à 5 %) que nous présentons figure II, 2. Ceci suggère donc, qu'elle ne dépendent essentiellement que de la distance du V^o à son origine. Ces pertes α seront donc proportionnelles au temps que le K_1^o passe dans les premiers millimètres et par suite seront données par l'expression * :

$$\alpha = \frac{\alpha_o}{p}$$

où p est la quantité de mouvement du K_1^o et α_o une constante ne dépendant que du dépouillement. La constance de α_o est assez bien vérifiée pour les quatre bandes de quantité de mouvement ici étudiées ($\langle \alpha_o \rangle = 1.4$)

Pour tenir compte des pertes de V^o par proximité nous aurons à pondérer tous les événements par la quantité :

$$\mathcal{P}_p = \frac{1}{1-\alpha} = \frac{1}{1-\frac{\alpha_o}{p}} \quad **$$

---

* Dans cette zone nous pouvons négliger la dépendance exponentielle de la probabilité de voir le K_1^o se désintégrer.

** En fait l'effet de cette pondération ne modifie pas sensiblement les distributions expérimentales étudiées dans la suite de ce travail, aussi n'en avons nous pas tenu compte.

Corrections dues aux pertes par éloignement

Pour le calcul des sections efficaces nous avons en fait éliminé tous les événements dont la distance du sommet du V^o à l'origine est inférieure à 2 mm. Les distributions de la figure (II, 2) montrent en effet que les pertes par proximité sont surtout importantes pour $x \leq 2$ mm.

Alors si L_p est la longueur potentielle d'un K_1^o dans la chambre, la probabilité de le voir se désintégrer entre x_{min} et L_p est donnée par l'expression :

$$\mathcal{P}_e = e^{-\frac{x_{min}\, M}{p\, \tau_o\, c}} - e^{-\frac{L_p\, M}{p\, \tau_o\, c}}$$

Chaque événement devra donc être pondéré par $1/\mathcal{P}_e$. Cependant pour calculer ce poids, il nous faut déterminer Lp et par conséquent nous devons définir un volume utile de la chambre. Ce volume devra être tel que la répartition des points d'annihilations soit uniforme dans toute la chambre, de plus le V^o ne doit pas se désintégrer trop près des limites de la chambre afin que ses branches soient mesurables.

Nous donnons figure (II, 3) les distributions des coordonnées des points d'annihilations et des sommets des V^o. En fonction des critères définies précédemment nous avons choisi le volume suivant :

$$\begin{aligned} -18{,}0 &\leq X_{annihilation} \leq 32{,}0 \text{ cm} \\ -18{,}0 &\leq X_{V^o} \leq 36{,}0 \text{ cm} \\ -10{,}0 &\leq Y_{V^o} \leq +7{,}0 \text{ cm} \\ -5{,}0 &\leq Z_{V^o} \leq -25{,}0 \text{ cm} \end{aligned}$$

Nous avons pu ainsi calculer les valeurs de $1/\mathcal{P}_e$ pour tous nos événements et pondérer les distributions étudiées pour l'analyse des réactions.

La valeur moyenne des poids obtenus pour les événements avec 1 V^o est de 1.13 et celle pour les événements à 2 V^o est de 1.33*.

---

* Pour la suite de l'étude nous avons donc éliminé tous les événements hors du volume défini ci-dessus.

3 - Contamination entre les diverses réactions

Considérons par exemple la réaction :

$$\bar{p}\, p \rightarrow K_1^o\, K^+ \pi^- (X^o)$$

où X^o représente zéro, une ou plusieurs particules neutres de masse M_{X^o} nécessaires pour satisfaire la conservation de l'impulsion et de l'énergie*. Dans notre cas M_{X^o} pourra être nul à l'erreur ΔM_{X^o} prés, nous aurons alors les réactions (9) ou (12)** ; soit M_{X^o} sera égale à M_{π^o}, alors nous aurons les réactions (10) ou (13) ; enfin si M_{X^o} est supérieur à $2m_{\pi^o}$, nous aurons les réactions (11) ou (14). En fait il n'est pas très facile de distinguer ces réactions à cause justement de l'erreur sur M_{X^o}. Aussi existe-t-il parmi les événements d'une réaction une contamination due aux événements des deux autres réactions. Sur la figure (II, 4) nous donnons les distributions de $M^2_{X^o}$ pondérées par les erreurs (supposées gaussiennes) sur les $M^2_{X^o}$ et les poids des événements définis ci-dessus, pour l'ensemble des réactions de la table (II, 1). En hachuré nous y avons représenté les zones de $M^2_{X^o}$ susceptibles d'appartenir à deux réactions à la fois***.

Nous donnons dans la table II, 5 des limites supérieures des contaminations pour les différentes réactions qui y figurent.

---

* Dans le cas où un seul π^o est manquant (état final à 4 corps), un ajustement cinématique à une contrainte sera fait. Par contre s'il manque plus d'un π^o seule la masse manquante M_{X^o} sera calculée.

** Dans ce cas il faudra en plus que $\vec{p}_{X^o} = E_{X^o} = 0$; $\vec{p}_{X^o}$ et E_{X^o} étant respectivement la quantité de mouvement et l'énergie de la particule X^o.

*** En fait si nous avons pu classer ces événements dans une catégorie bien déterminée, c'est que dans l'optimisation d'une hypothèse, non seulement m_{X^o} doit satisfaire l'une des conditions définies précédemment, mais il faut que simultanément il y ait conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. De plus il ne doit pas y avoir contradiction entre le résultat de l'analyse dynamique et la mesure de l'ionisation.

4 - Evénements ambigus ou abandonnés

Les rejets d'événements sont principalement causés par une topologie difficile ; ce qui a entraîné une élimination de 5 à 10 %, selon les catégories phénoménologiques, pour le lot d'événements étudiés au Collège de Fran

D'autres événements appartenant aux réactions (9) à (20) donnent plusieurs hypothèses physiques acceptables* au niveau du Grind. En général la mesure d'ionisation permet de lever l'ambiguité. Lorsque l'une des trace présente un grand angle en profondeur ($\lambda > 60°$), la mesure de la densité de bulles est impossible et souvent deux hypothèses équivalentes doivent être conservées. Ainsi, pour l'ensemble des réactions (9) à (16) il y a 20 % d'événements ambigus**.

5 - Recherche de dissymétries occasionnées par des distorsions éventuelles

Nous venons d'indiquer certaines des causes qui pourraient entrainer des effets d'assymétries dans les distributions utilisées pour l'analyse physique. Aussi est-il important de vérifier que notre lot d'événements constitue un ensemble statistiquement homogène.

L'étude que nous présentons dans l'Annexe I peut être interprété de deux façons :

a) Si l'on suppose que les distorsions n'affectent pas notre lot d'événemen alors nous disposons d'un test pour vérifier la conservation de C et CP dans les interactions fortes.

b) Réciproquement si l'on suppose la conservation de C et CP dans les inter actions fortes, alors nous pouvons tester l'existence de distorsions qui pourraient affecter notre lot d'événements. Il résulte de l'interprétati (b) et de notre étude que notre lot d'événements ne semble pas affecté par d'éventuelles distorsions.

---

* Les probabilités des χ^2 pour ces différentes hypothèses sont équivalentes

** Pour l'étude physique des réactions nous n'avons pas tenu compte des évé nements ambigus. Nous avons vérifié sur notre lot partiel que ces événements suivaient le modèle statistique de Fermi (réf. I, 9).

II - DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES

Nous nous proposons ici de donner les sections efficaces d'interactions $(\bar{p}\ p)$*.

Si l'on définit la section efficace comme le rapport du nombre de particules intéragissant dans un volume donné au nombre de particules traversant ce volume, on a :

$$\sigma = \frac{N_i}{\mathcal{N} \times d \times L \times N_{\bar{p}}}$$

N_i = nombre d'interactions trouvées dans le volume L.

$\mathcal{N}$.d = nombre de particules cibles ; $\mathcal{N}$ = nombre d'Avogadro (6.02×10^{23})

d = densité de l'hydrogène dans les conditions de travail = 0.058 g/cm^3.

$N_{\bar{p}}$ = nombre d'antiprotons traversant la chambre.

Section efficace totale

Nous avons dépouillé 11 films en comptant le nombre d'antiprotons entrant dans une région centrale de la chambre (L = 34,3 cm) le nombre d'interactions se produisant dans cette zone et en vérifiant que la différence de ces deux nombres est égale au nombre d'antiprotons sortant de cette région.

Pour 105 082 antiprotons traversant la région définie ci-dessus nous avons dénombré 13.426 interactions : 0, 2, 4 et 6 branches**. Notre estimation de la section efficace totale*** est alors de :

$$\sigma_{tot} = 108 \pm 3 \text{ mb}$$

---

* La quantité de mouvement des antiprotons ($1.18 \pm .01$ GeV/c) a été obtenue à partir des événements à quatre contraintes.

** Par interaction à n branches nous entendons une interaction $\bar{p}$ p produisant n branches chargées.

*** Pour tenir compte de l'atténuation du faisceau due aux interactions dans la chambre, nous avons supposé que $N_i/2$ antiprotons ne traversaient qu'une longueur L/2 de la chambre. (réf. I, 28)

Ce résultat est en bon accord avec celui donné par U. Amaldi et al. (réf. I,14) (σ_{tot} = 108 mb)

Sections efficaces partielles

Nous avons obtenu :

$$\sigma_{0br} = 6.6 \pm .5 \ ^{*} \quad mb$$
$$\sigma_{2br} = 62.5 \pm 3 \quad mb$$
$$\sigma_{élastique} = 38.5 \pm 4 \quad mb$$
$$\sigma_{inél.+\ 2br} = 24. \pm 7 \quad mb$$
$$\sigma_{4br} = 35.0 \pm 4 \quad mb$$
$$\sigma_{6br} = 4.0 \pm .4 \ ^{**} \quad mb$$

La section efficace élastique a été obtenue en étudiant les doubles diffusions élastiques d'antiprotons à 1.18 GeV/c (Annexe 2), tandis que la section efficace inélastique relative aux deux branches chargées a été obtenue par différence à partir de σ_{2br} et du résultat précédent.

Sections efficaces d'annihilation avec production d'au moins un K

La même collaboration a étudié un flux intégré de $3,4\ 10^{6}$ antiprotons. Pour la détermination des sections efficaces nous n'avons cependant utilisé que le lot de photographies analysé au Collège de France, ce qui correspond à un flux intégré de 979.300 antiprotons***.

---

* La section efficace d'échange de charge est incluse dans cette valeur de σ_{Cbr}

** En fait ceci constitue une limite supérieure car un certain nombre d'événements 6 branches trouvés au dépouillement sont des événements 4 branches avec une paire de Dalitz pointant à l'origine.

*** Nous nous sommes limités statistiquement pour cette étude car nous pouvons définir et estimer avec précision, pour les événements de ce lot, les divers "biais" cités dans la première partie de ce chapitre.

Chaque événement a été pondéré par l'inverse de la probabilité de voir le K_1^o se désintégrer en $\pi^+\pi^-$ dans le volume défini ci-dessus * . Nous avons utilisé l'efficacité de dépouillement du lot correspondant.

La table (II, 5) donne le résumé de l'ensemble de ces résultats. Ainsi :

$$\sigma\,[\bar{p}\,p \to K^o\,(\bar{K}\,n\,\pi)] = 3.57 \pm .18 \text{ mb}$$

Dans le volume fiduciaire défini précédemment ceci donne pour un événement et pour le flux d'antiprotons de l'ensemble de la collaboration :

$$\sigma_{1\,ev^t} = 183 \text{ nb}$$

Le taux de production d'un événement avec K^o est alors :

$$\tau = \frac{\sigma\,[\bar{p}\,p \to K^o\,(\bar{K}\,n\,\pi)]}{\sigma_{totale}} = .033 \pm .003$$

Enfin nous donnons dans la table (II, 5) à titre purement documentaire, les taux de production de toutes les réactions pour les annihilations d'antiprotons à l'arrêt et à 1.18 GeV/c.

---

* Ce poids est de $W = \frac{3}{2\mathcal{P}_e}$, $\mathcal{P}_e$ étant définie en (I, 2) de ce chapitre.

F I G U R E S

-:-

Table (II, 1) - Réactions étudiés dans l'expérience d'annihilations d'anti-protons de 1.18 GeV/c. Nous y donnons le nombre d'événements recueillis pour l'ensemble de la collaboration.

Fig. (II, 2) - Distributions des parcours x des K_1^o pour les réactions (6) à (16) pour quatres intervalles de quantité de mouvements des K_1^o. Les courbes qui y ont été tracées, sont des droites de pente λ, λ étant le parcours moyen d'un K_1^o.

Fig. (II, 3) - Distribution des coordonnées des points d'annihilations et des sommets du V^o.

Fig. (II, 4) - Distributions des masses manquantes pour l'ensemble des réactions définies dans la table (II, 1).

Table (II, 5) - Résumé de l'étude du chapitre II. Nous y donnons entre autre les sections efficaces et les taux de productions pour chacune des réactions de la table (II, 1).

-:-

TABLE II, 1

Détail des réactions donnant des états finals avec au moins un K_1^o *

Etats Finals	Nombre d'événements sur D.S.T.	Nombre d'événements après coupure en volume	Nombre d'événements après pondération dû à la visibilité du V_o	
K_1^o (K^o) **	67	60	70,41	(1)
K_1^o (X^o) ***	510	465	518,05	(2)
K_1^o K_1^o	8	8	11,27	(3)
K_1^o K_1^o π^o	92	86	116,94	(4)
K_1^o K_1^o (X^o)	105	98	126,50	(5)
K_1^o K_1^o π^+ π^-	393	352	457,15	(6)
K_1^o K_1^o π^+ π^- π^o	327	301	393,33	(7)
K_1^o K_1^o π^+ π^- (X^o)	5	5	6,50	(8)
K_1^o K^+ π^-	374	344	389,39	(9)
K_1^o K^+ π^- π^o	811	764	869,46	(10)
K_1^o K^+ π^- (X^o)	133	126	142,88	(11)
K_1^o K^- π^+	364	343	385,30	(12)
K_1^o K^- π^+ π^o	821	791	896,02	(13)
K_1^o K^- π^+ (X^o)	126	126	140,36	(14)
K_1^o π^+ π^- (K^o)	864	783	895,83	(15)
K_1^o π^+ π^- (X^o)	539	486	548,47	(16)
K_1^o K^+ π^- π^- π^+	178	165	186,22	(17)
K_1^o K^+ π^- π^- π^+ π^o	63	61	68,90	(18)
K_1^o K^- π^+ π^+ π^-	147	135	153,06	(19)
K_1^o K^- π^+ π^+ π^- π^o	59	55	62,25	(20)
K_1^o K_1^o π^+ π^- π^+ π^-	14	12	15,7	(21)
TOTAL	6.000	5.566	6.453,99	

* Pour K_1^o nous entendons ici le mode chargé du K_1^o (2/3 de tous les K_1^o)

** Par (K^o) nous désignons un K^o non vu et déterminé par l'ajustement cinématique

*** Par (X^o) nous désignons un ensemble de 2 ou plus particules neutres non vu dans la chambre.

(X^o) sera (K^o) n π^o avec n = 1, 2, 3 dans les réactions 2, 16

(X^o) sera n π^o avec n = 2, 3 dans les réactions 5, 8, 11, 13.

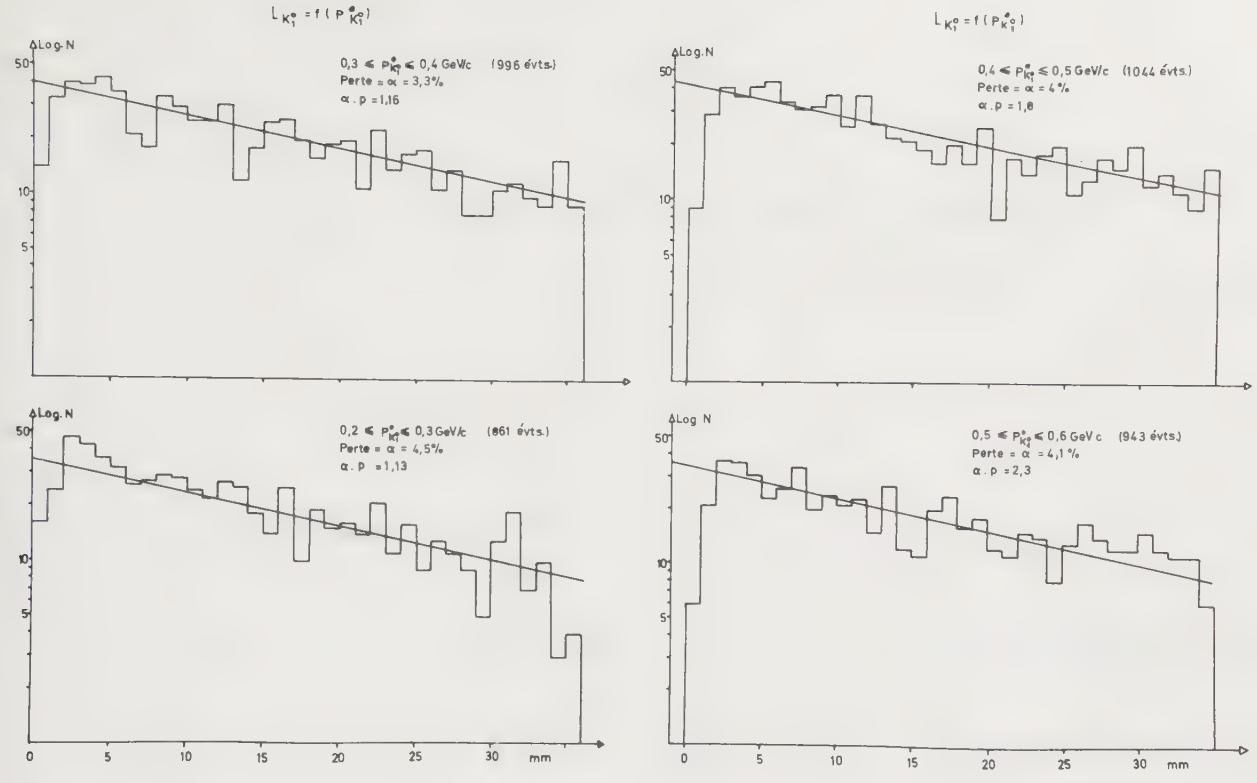
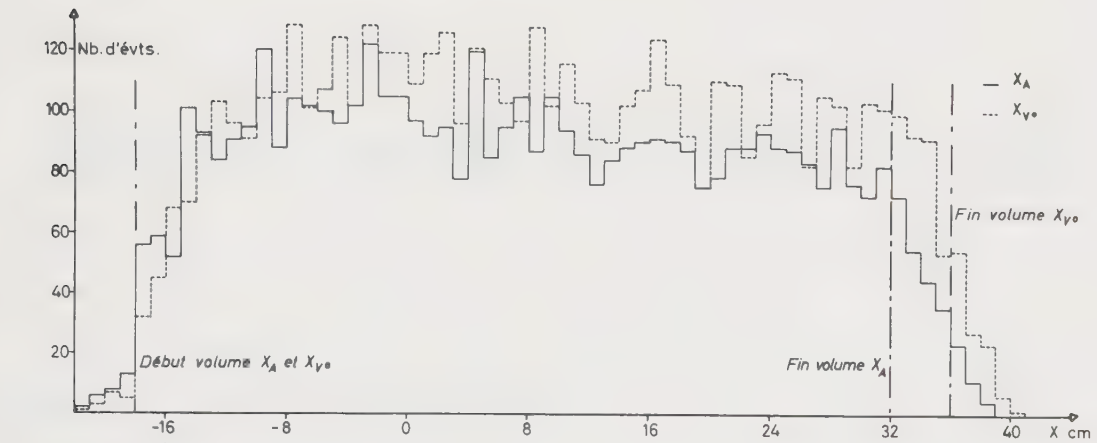
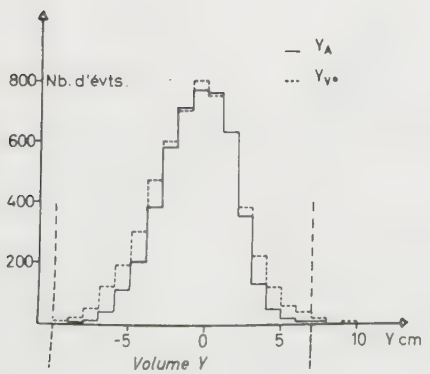


FIGURE II,2





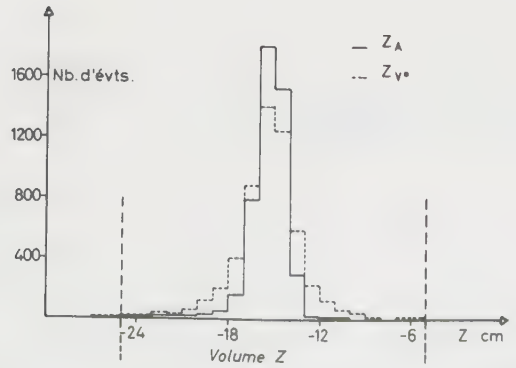
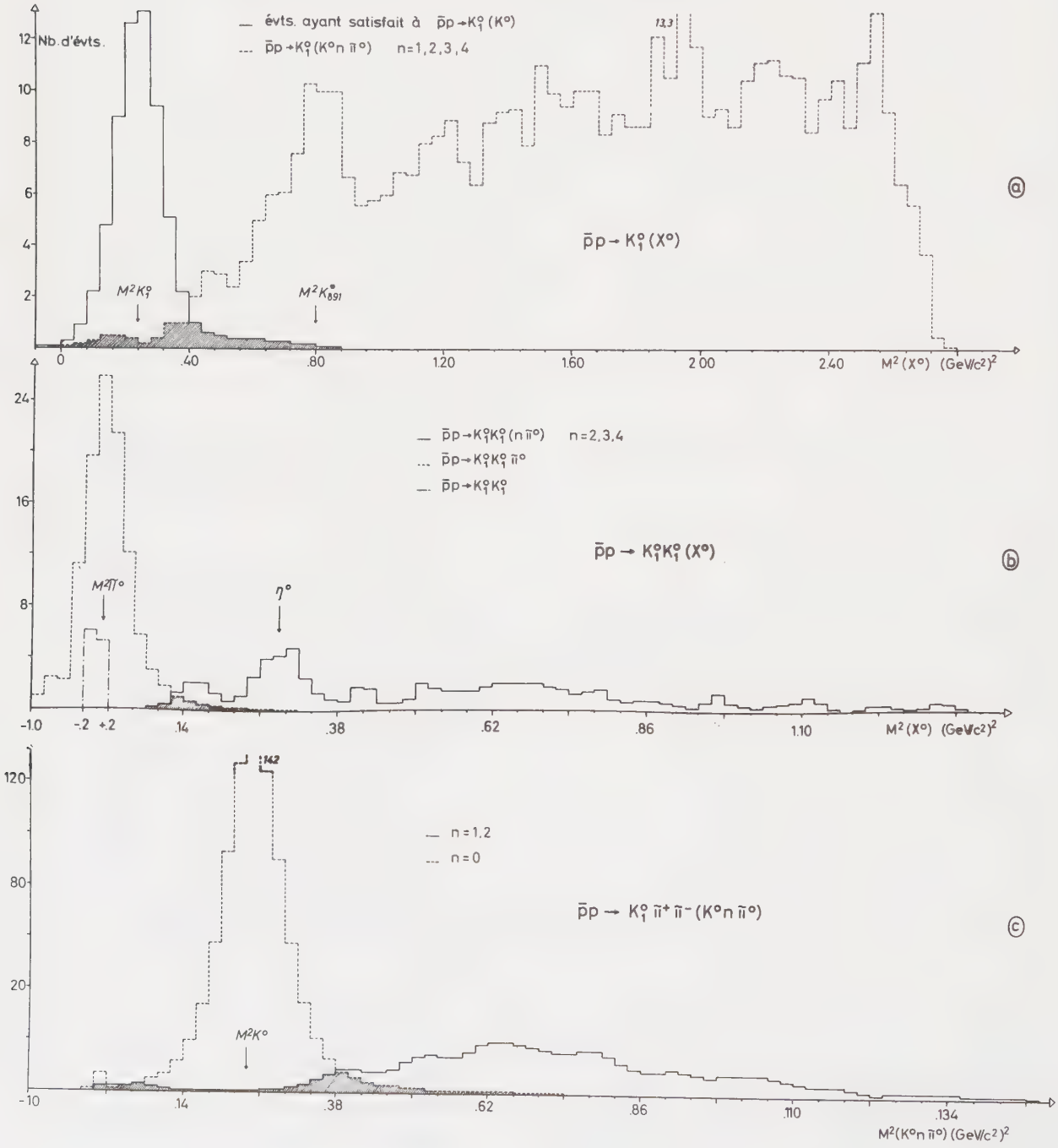
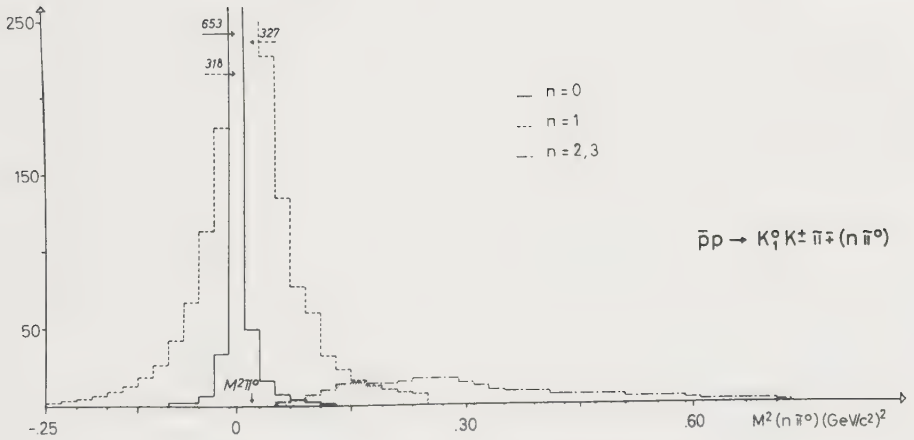


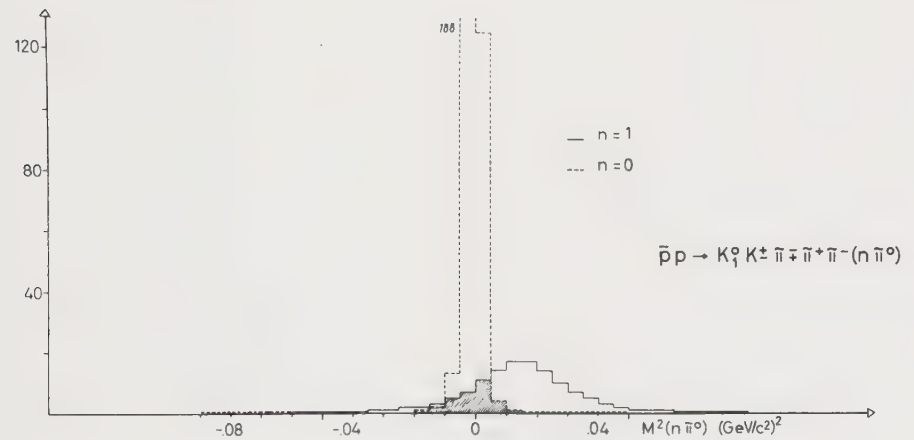
FIGURE II,3

DISTRIBUTIONS des CARRES des MASSES MANQUANTES.

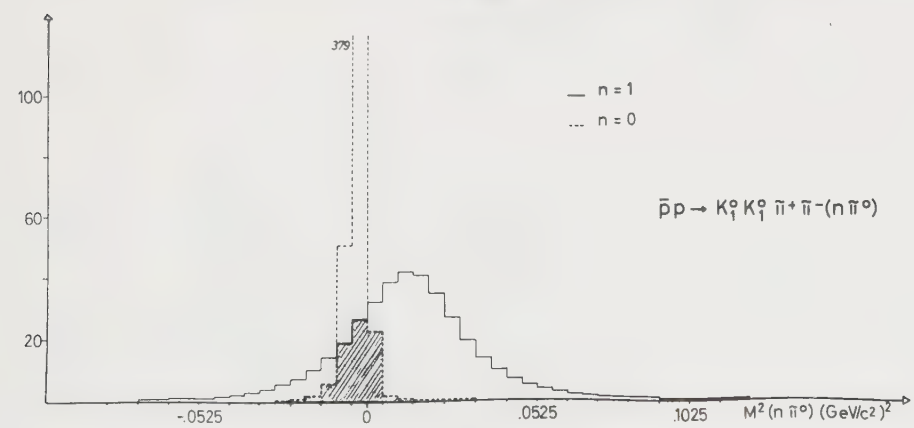




(d)



(e)



(f)

FIGURE II, 4

TABLE II, 5.

$\bar{P}$ de 1,18 GeV/c

	REACTIONS $\bar{P}P \rightarrow$	MODE OBSERVE	Nbre d'évts sur DST	*** Nbre d'évts OBSERVE	**** Nbre d'évts PRODUIT	* Contamination due à	* Contamination %	(μb) Sections efficaces	X 10^{-4} Taux de production	ANNIHILATION A L'ARRET (Ref 1,17) Taux de production X 10^{-4}
(1)	$K^\circ \bar{K}^\circ$	$K_1^\circ K_1^\circ$	3	3	4,1		**	5,9 ± 2,9	0,55 ± 0,28	0,04
(2)	$K^\circ \bar{K}^\circ$	$K_1^\circ (K^\circ)$	22	24	28,0	(6)	7%	26,7±0,52	2,6 ± 0,52	8,2
(3)	$K^\circ \bar{K}^\circ$	$K_1^\circ K_2^\circ + K_1^\circ K_1^\circ + K_2^\circ K_2^\circ$						36,2±7,9		
(4)	$K^\circ \bar{K}^\circ \pi^\circ$	$K_1^\circ K_1^\circ \pi^\circ$	22	24,5	36,0	(7)	1,5%	51,6 ± 8,8	4,8 ± 0,94	8,7± 0,6
(5)		$K_1^\circ (K^\circ) \pi^\circ$								5,9± 1,0
(6)	$K^\circ \bar{K}^\circ \pi^\circ \pi^\circ$	$K_1^\circ (X^\circ)$	148	158	234,0	(2)	1,0%	225,0±15,0	20,9± 2,0	28,6
(7)	$K^\circ \bar{K}^\circ \pi^\circ \pi^\circ$	$K_1^\circ K_1^\circ (X^\circ)$	27	29,5	43,0	(4)	0,5%	61,6± 9,5	5,7 ± 1,1	7,9
(8)	$K^\circ K_c \pi_c$	$K_1^\circ K^\pm \pi^\mp$	185	225	276		**	263,0±16,5	24,4 ± 2,2	28,2 ± 1,7
(9)	$K^\circ K_c \pi_c \pi^\circ$	$K_1^\circ K^\pm \pi^\mp \pi^\circ$	373	538	624	(12)	2%	594,0±24	55,0± 3,8	57,5
(10)	$K^\circ (\bar{K}^\circ) \pi^+ \pi^-$	$K_1^\circ (K^\circ) \pi^+ \pi^-$	191	276	322	(13)	5%	307± 17	28,4± 2,3	50,0
(11)	$K^\circ \bar{K}^\circ \pi^+ \pi^-$	$K_1^\circ K_1^\circ \pi^+ \pi^-$	91	100	144		**	208± 17	19,3± 2,1	29,6
(12)	$K^\circ K_c \pi_c (X^\circ)$	$K_1^\circ K^\pm \pi^\mp (X^\circ)$	54	67	78	(9)	15%	74,5± 9,0	6,9± 1,0	4,9
(13)	$K^\circ (\bar{K}^\circ) \pi^\circ \pi^\circ \pi^+ \pi^-$	$K_1^\circ \pi^+ \pi^- (X^\circ)$	140	179	208	(10)	7,5%	198 ± 15	18,4± 1,9	9,6
(14)	$K^\circ \bar{K}^\circ \pi^+ \pi^- \pi^\circ$	$K_1^\circ K_1^\circ \pi^+ \pi^- \pi^\circ$	81	89	129			186±17,0	17,2± 2,1	14,7
(15)	$K^\circ K_c \pi_c \pi^+ \pi^-$	$K_1^\circ K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^-$	75	95	110		**	105±10,0	9,7± 1,2	7,9
(16)	$K^\circ K_c \pi_c \pi^+ \pi^- \pi^\circ$	$K_1^\circ K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^- \pi^\circ$	32	41	48			45,7± 6,5	4,2± 0,8	0,3
(17)	$K^\circ \bar{K}^\circ \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	$K_1^\circ K_1^\circ \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$					**	6,8± 2,3	0,7± 0,3	
(18)	$K^\circ \bar{K}^\circ \pi^+ \pi^- (\pi^\circ \pi^\circ)$	$K_1^\circ K_1^\circ \pi^+ \pi^- (X^\circ)$						6,9 ± 2,3	0,7 ± 0,3	
Total :								3,57 ± 0,18 mb		

σ (lev! K°) = 183 nb pour le flux total de 3,4 10^6 $\bar{P}$

$$\tau = \frac{\sigma(\bar{P}P \rightarrow K^\circ \ldots)}{\sigma \text{ tot}} = 0{,}033 \pm 0{,}003$$

* Les erreurs données pour les sections efficaces tiennent compte de ces contaminations.

** Nous considérons que pour ces réactions la contamination est nulle. En effet ces réactions ont satisfait à un ajustement dynamique à quatre contraintes. Au cours de notre étude nous n'avons pas constaté qu'un événement ayant subi un ajustement à quatre contraintes satisfasse aussi à un ajustement à une contrainte pour une même hypothèse de masse.

*** Les événements observés correspondent aux événements sur DST plus les événements non mesurables, non remesurés... qui ont été repartis entre les differentes réactions.

**** Nous tenons ici compte du poids de chaque événement.

CHAPITRE XII

ETUDE DE L'ANNIHILATION DE L'ANTIPROTON

L'étude de la production d'une résonance nécessite la connaissance du moment angulaire de l'état initial.

Nous savons (réf. I, 17) que l'annihilation de l'antiproton à l'arrêt se produit préférentiellement dans l'état S ($\ell = 0$), la limite supérieure du rapport P/S étant de 10 % à 90 % de confiance. Nous nous proposons dans le présent chapitre, en utilisant un modèle simple, de voir si l'état S est encore favorisé pour les antiprotons de 1,18 GeV/c.

I - ETUDE QUALITATIVE DE L'INTERACTION $\bar{N}$ N

Satoshi Matsuda (réf. I, 19) remarque qu'aucune théorie quantitative décrivant la production de plusieurs particules et basée sur des principes fondamentaux n'a encore été développée. Ainsi sommes nous amenés à utiliser des modèles pour interpréter les résultats expérimentaux*. Une étude détaillée, ainsi

---

* Satoshi Matsuda décrit un modèle statistique simple qui reproduit de façon très satisfaisante les résultats donnant les taux de production d'annihilation d'antiprotons à l'arrêt.

que la comparaison des divers modèles actuellement existants est faite dans la thèse de C. Defoix (réf. I, 18). Nous nous contenterons donc de donner ici une description sommaire du modèle de Koba-Takeda (réf. I, 20) ainsi que ses prédictions relatives à l'état de moment angulaire dans lequel se produit l'annihilation de l'antiproton.

1 - Modèle de KOBA-TAKEDA

C'est un des premiers modèles, et l'un des plus simples. Il considère que le nucléon et antinucléon sont des états composés essentiellement d'un coeur central et d'un nuage de mésons π entourant le coeur. Le coeur est supposé être constitué d'un agrégat complexe de particules virtuelles ($N - \bar{N}$, π, K, hypérons...) intéragissant entre elles. Il est naturel de penser que l'annihilation se produit lorsque les coeurs du N et de $\bar{N}$ entrent en contact. Les particules apparaissant alors dans l'état final proviennent d'une part du nuage de mesons π, d'autre part du processus de l'annihilation des coeurs. La durée de ce dernier processus est beaucoup plus courte ($\sim \hbar/2\, M_N\, c^2$) que le temps caractéristique de l'oscillation des pions dans les nuages ($\sim \hbar/2\, M_\pi\, c^2$).

2 - Prédictions

Ce modèle permet de prédire la multiplicité de pions produits dans l'annihilation, d'évaluer les dissymétries apparaissant dans les distributions angulaires des particules produites (réf. I, 21) et de donner approximativement les ordres de grandeurs pour les sections efficaces de diffusion élastique et d'annihilation considérée dans le calcul comme une absorption. Pour déterminer ces ordres de grandeurs, il est nécessaire de faire intervenir dans notre cas des ondes correspondant à des moments angulaires allant jusqu'à $\ell = 4$, pour un paramètre d'élasticité (indépendant de ℓ) égal à 0,2. Dans les interactions inélastiques l'état S n'intervient alors que pour 5 %, chacun des états P, D et F pour 16 % et l'état G pour 3,5 %.

II - INDICATIONS FOURNIES PAR LES ANNIHILATIONS EN DEUX CORPS $K^\circ \bar{K}^\circ$ RELATIFS A L'ETAT DE MOMENT ORBITAL DE L'ANNIHILATION DE L'ANTIPROTON.

L'état initial $\bar{p}\,p$ est un état propre de la conjugaison de charge C avec la valeur propre $(-1)^{L+S}$ * et un état propre de la parité P avec la valeur propre $(-1)^{L+1}$. L'annihilation $\bar{p}\,p \to K^\circ\,\bar{K}^\circ$ (III, 1) permet de donner des indications quant au moment orbital L (réf. I, 22). En effet les états finals de la réaction (III, 1) observés expérimentalement sont :

$$\bar{p}\,p \to K_1^\circ\,K_1^\circ \qquad \text{(III, 2)}$$

$$\bar{p}\,p \to K_1^\circ\,(K_2^\circ) \qquad \text{(III, 3)}$$

Or l'état $K_1^\circ\,K_1^\circ$ est état propre de C avec la valeur propre + 1, ce qui implique L + S pair, tandis que l'état $K_1^\circ\,(K_2^\circ)$ est état propre de C avec la valeur - 1, ce qui impose L + S impair. Ces deux états sont états propres de P avec la valeur propre $(-1)^\ell$, ℓ étant le moment relatif des deux K.

Nous considérerons ici les états jusqu'à L = 4, c'est-à-dire les états S, P, D, F et G. Comme l'indique la table (III, 1) l'état $K_1^\circ\,K_1^\circ$ ne peut être produit que par les états initiaux $^3P_0$, $^3P_2$, $^3F_2$, $^3F_4$ tandis que l'état $K_1^\circ\,K_2^\circ$ peut provenir de $^3S_1$, $^3D_1$, $^3D_3$, $^3G_3$ et $^3G_5$.

Nous supposons encore que les poids statistiques des états considérés sont proportionnels à la multiplicité de leur moment angulaire total.

Soient alors α, β, γ, δ les pourcentages des états P, D, F, G à l'annihilation, le pourcentage de l'état S étant $(1 - \alpha - \beta - \gamma - \delta)$.

Nous avons indiqué dans la table (III, 1) les proportions des divers états produits, ainsi que la raison pour laquelle certains des états étaient interdits.

---

* L étant le moment angulaire et S (= 0,1) l'état de spin du système $\bar{p}\,p$.

La probabilité d'observer dans le volume fiduciaire défini ci-dessus (chapitre II) un événement $K_1^\circ K_1^\circ$ * provenant des états P ou F est donc donnée pa

$$f(K_1^\circ K_1^\circ) = \frac{1}{4}(\alpha + \gamma) \qquad \text{(III, 4)}$$

tandis que la probabilité d'observer un événement $K_1^\circ K_2^\circ$ est

$$f(K_1^\circ K_2^\circ) = \frac{3}{4}\left(1 - \alpha - \frac{\beta}{3} - \gamma - \frac{\delta}{3}\right) \qquad \text{(III, 5)}$$

Expérimentalement nous connaissons les sections efficaces d'annihilation $\bar{p}$ p en $K_1^\circ K_1^\circ$ et $K_1^\circ K_2^\circ$ (respectivement $5,9 \pm 2,9$ et $20,8 \pm 7,9$ µb).

Il est clair que nous ne pourrons déterminer ici les amplitudes de chacun des états initiaux envisagés. Toutefois nous pouvons faire un certain nombre d'hypothèses qui vont nous permettre de donner un ordre de grandeur pour chacune de ces amplitudes (Table III, 2).

Table III, 2

Hypothèse envisagée	Proportion de l'état S
Les états S et P prédominent $\beta = \gamma = \delta = 0$	$0,54 \pm 0,3$
Les états P et D contribuent avec les mêmes amplitudes $\alpha = \beta$; $\delta = \gamma = 0$	$0,20 \pm 0,1$
Les états P, D et F contribuent de façon identique(*)	$0,37 \pm 0,2$
Tous les états contribuent avec des amplitudes égales	$0,20 \pm 15$

(*)Le modèle de KOBA-TAKEDA montrait qu'à notre énergie, les états P, D, F contribuaient avec les amplitudes égales.

* Par K_1° nous entendons ici tous les modes de désintégration de cette particul

TABLE (III, 1) : Etude de l'état initial d'annihilation

Pourcentage des états	Etats initiaux	$2S+1L_J$	Poids statistiques	Probabilité d'observer l'état $\|K_1^o K_1^o>$	Probabilité d'observer l'état $\|K_1^o K_2^o>$
$1-\alpha-\beta-\gamma-\delta$	S ^1S_o	(0^{-+})	1/4	$\not P$	
	S $^3S_1$	(1^{--})	3/4	$\not C$	$\frac{3}{4}(1-\alpha-\beta-\gamma-\delta)$
α	P $^1P_1$	(1^{+-})	3/12	$\not P$ et $\not C$	$\not C$ et $\not P$
	P ^3P_o	(0^{++})	1/12	$\frac{1}{12} \times \frac{1}{2}\ \alpha$	$\not C$
	P $^3P_1$	(1^{++})	3/12	$\not P$	$\not C$ et $\not P$
	P $^3P_2$	(2^{++})	5/12	$\frac{5}{12} \times \frac{1}{2}\ \alpha$	$\not C$
β	D $^1D_2$	(2^{-+})	5/20	$\not P$	$\not C$ et $\not P$
	D $^3D_1$	(1^{--})	3/20	$\not C$	$\frac{3}{20} \times \beta$
	D $^3D_2$	(2^{--})	5/20	$\not C$ et $\not P$	$\not P$
	D $^3D_3$	(3^{--})	7/20	$\not C$	$\frac{7}{20} \times \beta$
γ	F $^1F_3$	(3^{+-})	7/28	$\not C$ et $\not P$	$\not P$
	F $^3F_2$	(2^{++})	5/28	$\frac{5}{28} \times \frac{1}{2} \times \gamma$	$\not C$
	F $^3F_3$	(3^{++})	7/28	$\not P$	$\not C$ et $\not P$
	F $^3F_4$	(4^{++})	9/28	$\frac{9}{28} \times \frac{1}{2} \times \gamma$	$\not C$
δ	G $^1G_4$	(4^{-+})	9/36	$\not P$	$\not C$ et $\not P$
	G $^3G_3$	(3^{--})	7/36	$\not C$	$\frac{7}{36} \times \gamma$
	G $^3G_4$	(4^{--})	9/36	$\not C$ et $\not P$	$\not P$
	G $^3G_5$	(5^{--})	11/36	$\not C$	$\frac{11}{36} \times \delta$

$\not P$ ($\not C$) indique que l'état est interdit par conservation de la parité (de la conjugaison de charge).

Nous constatons, avec les hypothèses très simplifiées du modèle de KOBA-TAKEDA que l'état S n'est plus préférentiel lors de l'annihilation de l'antiproton, mais que sa contribution peut varier de 20 à 50 % environ.

L'étude que nous avons menée dans cette première partie nous donne une bonne certitude que le lot de nos événements est homogène. Aussi les distributions que nous présentons dans la seconde partie peuvent être considérées comme libres de toute distorsion.

=o=o=o=o=

D E U X I E M E P A R T I E

-:-

ETUDE DES ETATS FINALS $K \bar{K} 3\pi$ ET $K \bar{K} 4\pi$

CHAPITRE I.-

Etude des états finals $K \bar{K} 3\pi$ et $K \bar{K} 4\pi$.

Possibilité d'une résonance $(K \bar{K} \pi)$ à 1290 MeV

CHAPITRE II.-

Etude des annihilations d'antiprotons en 5 et 6 corps avec un méson K chargé dans l'état final.

CHAPITRE III.-

Etude des annihilations d'antiprotons du type $\bar{p}\, p \to K^{o} \bar{K}^{o} \pi \pi \pi$.

CHAPITRE I

ETUDE DES ETATS FINALS K $\bar{K}$ 3 π ET K $\bar{K}$ 4 π
POSSIBILITE D'UNE RESONANCE (K $\bar{K}$ π) A 1290 MEV

-:-

L'étude des annihilations d'antiprotons à l'arrêt en 5 corps K $\bar{K}$ π π π (réf. III, 7) a permis d'établir l'existence du E° (K $\bar{K}$ π) de masse 1425 MeV et de largeur 80 MeV. Nous allons en conséquence examiner les distributions des systèmes (K $\bar{K}$ π) accessibles dans les réactions suivantes : fig. (I, 1) et (I, 2)

$$\bar{p}\, p \rightarrow K_1^o\, K^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \qquad (I, 1)$$

$$\bar{p}\, p \rightarrow K_1^o\, K^+ \pi^- (X^o) \qquad (I, 2)^*$$

$$\bar{p}\, p \rightarrow K_1^o\, K_1^o\, \pi^o\, \pi^+\, \pi^- \qquad (I, 3)^{**}$$

$$\bar{p}\, p \rightarrow K_1^o\, (K^o\, \pi^o)\, \pi^+\, \pi^- \qquad (I, 4)^*$$

$$\bar{p}\, p \rightarrow K_1^o\, K^+ \pi^- \pi^+ \pi^o \pi^- \qquad (I, 5)$$

Dans un premier temps, nous nous limiterons à l'étude des réactions (I, 1), (I, 2) et (I, 3). Nous allons voir (2e et 3e chapitres) qu'elles sont

---

(*) (X^o) ou (K^o π^o) désigne l'ensemble des particules non vues dans la chambre à bulles.

(**) Les distributions relatives à la réaction (I, 3) (fig. I, 1f et 1g) ne contiennent pas les événements donnant de l'ω^o.

caractérisées par une forte production de K^* et de ω° . Les distributions des M^2 (K°_1 $K^\pm$ $\pi^\mp$) (fig. I, 1d et 1e) relatives aux réactions (I, 1) et (I, 2) sont très différentes de ces mêmes distributions obtenues dans les annihilations d'antiprotons à l'arrêt. Le E° n'y apparaît pas nettement. Par contre elles font apparaître une "bosse" centrée à $M^2 = 1,67$ GeV^2. La figure (I, 1a) montre la somme des distributions des carrés des masses effectives des systèmes $(K \bar{K} \pi)^\circ$ des réactions (I, 1), (I, 2) et (I, 3). Les événements de la réaction (I, 4) n'y sont pas inclus car il est impossible d'en extraire les événements produisant du ω° ainsi que les événements du type $K \bar{K} 4\pi$. Tandis que les systèmes $(K \bar{K} \pi)$ simplement et doublement chargés ne présentent pas de déviations par rapport aux courbes qui sont tracées[(*)] sur les figures (I, 1b et 1c), le spectre des $M^2 [(K \bar{K} \pi)^\circ]$ montre une "bosse" statistiquement significative (90 $\pm$ 15 événements) centrée à $M^2 = 1,67$ GeV^2. Les contributions à cette accumulation viennent des trois réactions (fig. I, 1d, 1e et 1f). Les courbes[(**)] (2) tracées sur ces figures ont été obtenues en supposant que cette singularité est représentable par une Breit-Wigner. On sait que, pendant que la présente étude était effectuée, un groupe de chercheurs américains découvraient un phénomène semblable dans une autre réaction (réf. III, 4). Dans ce qui suit nous supposerons, à titre de méthode, que le phénomène est une résonance et, avec les américains, nous la dénoterons D°. En supposant que dans la région des M^2 $(K \bar{K} \pi)$ comprises entre 1,6 et 1,8 GeV^2 (fig. I, 1a) le fond peut être représenté par un espace de phase et la bosse reproduite par une Breit-Wigner, nous avons estimé sa masse et sa largeur à

$$M_{D^\circ} = 1290 \pm 7 \text{ MeV}$$
$$\Gamma_{D^\circ} = 30 \pm 5 \text{ MeV}$$

valeurs en accord avec celles données par Miller et al (réf. III, 4).

(*) Les courbes (1) (fig. I, 1b) tiennent compte de la production de K^*, de ρ° et de ω° dans la réaction (I,3), tandis que la courbe (2) (fig. I, 1c) a été obtenue en supposant une production de K^*, de ρ° et de D° dans la réaction (I, 1).

(**) Nous verrons dans les chapitres suivants comment ces courbes ont été obtenu

Revenons maintenant à la réaction ($I_{,}$ 5). Nous verrons dans le prochain chapitre qu'elle est caractérisée par une forte production d'ω^{o} ; mais nous constatons également pour le système ($K\,\bar{K}\,\pi$) neutre une accumulation d'événements centrée à $M^2 = 1{,}67\ GeV^2$ (fig. $I_{,}$ 2a). Comme dans le cas précédent ($\bar{p}\,p \to K\,\bar{K}\,3\,\pi$), cet effet est absent pour les combinaisons ($K\,\bar{K}\,\pi$) simplement et doublement chargées (fig. $I_{,}$ 2b et 2c). La courbe (1) (fig. $I_{,}$ 2a) qui tient compte d'une production de K^{*}, d'ω^{o} et d'un fond non résonnant dans cette réaction (voir chapitre II), ne reproduit pas l'accumulation centrée à $1{,}67\ GeV^2$ qui peut ainsi être rapprochée de l'effet D^{o} vu dans les états finals $K\,\bar{K}\,3\,\pi$ Les courbes (2) tracées sur les distributions de la figure ($I_{,}$ 2) et qui reproduisent les spectres expérimentaux tiennent compte de la production du D^{o} dans la réaction ($I_{,}$ 5).

Avant de faire une étude détaillée du D^{o}, objet de la troisième partie de ce travail, nous allons dans les chapitres qui suivent essayer d'analyser chacune des réactions ($I_{,}$ 1), ($I_{,}$ 2), ($I_{,}$ 3), ($I_{,}$ 4) et ($I_{,}$ 5) en étudiant la production de résonances déjà connues (K^{*}, ρ, ω^{o}).

-:-

F I G U R E S

Figure I, 1

1a) - Somme des spectres M^2 $[(K \bar{K} \pi)^c]$ accessibles dans les réactions

$$\bar{p}\, p \to K_1^o\, K^+ \bar{\pi}^+\, \pi^-\, \pi^+$$

$$\bar{p}\, p \to K_1^o\, K^+ \bar{\pi}^+\, (X^o)$$

$$\bar{p}\, p \to K_1^o\, K_1^o\, \pi^o\, \pi^+\, \pi^-$$

1b) - Distributions des M^2 $(K_1^o\, K_1^o\, \pi^+)$ de la réaction $\bar{p}\, p \to K_1^o\, K_1^o\, \pi^o\, \pi^+\, \pi^-$. Les événements donnant de l'ω^o ont été exclus. La courbe (1) tient compte d'une production de 33 % de K^*, 44 % d'ω^o, 22 % de ρ^o et de 2 % de D^o.

1c) - Distributions des M^2 $(K_1^o\, K^+ \pi^+)$ de la réaction $\bar{p}\, p \to K_1^o\, K^+ \bar{\pi}^+\, \pi^-\, \pi^+$. La courbe (2) tient compte de la production de 65 % de K^*, 26 % de ρ^o et 9 % de D^o.

1d) - Distribution des M^2 $(K_1^o\, K^+ \pi^+)$ de la réaction $\bar{p}\, p \to K_1^o\, K^+ \bar{\pi}^+\, \pi^-\, \pi^+$. La courbe (1) tient compte de la production de 100 % de K^*. La courbe (2) a été définie ci-dessus (1c).

1e) - Distribution des M^2 $(K_1^o\, K^+ \pi^+)$ de la réaction $\bar{p}\, p \to K_1^o\, K^+ \bar{\pi}^+\, (X^o)$. La courbe (1) tient compte de la production de 100 % de K^*. La courbe (2) traduit la production de 85 % de K^* et de 15 % de D^o.

1f) - Distributions des M^2 $(K_1^o\, K_1^o\, \pi^o)$ de la réaction $\bar{p}\, p \to K_1^o\, K_1^o\, \pi^o\, \pi^+\, \pi^-$. Les événements donnant de l'ω^o ont été exclus. La courbe (1) tient compte de la production de 33 % de K^*, de 22 % de ρ et de 45 % d'ω^o. La courbe (2) a été définie en (1b).

1g) - Distribution des M^2 $[K_1^o\ (K^o\ \pi^o)]$ de la réaction $\bar{p}\ p \to K_1^o\ (K^o\ \pi^o)\pi^+\ \pi^-$.
La courbe qui y est tracée suppose la production de K^*, de ρ et d'ω^o.

Figure 2

Distributions des M^2 $(K\ \bar{K}\ \pi)$ de la réaction $\bar{p}\ p \to K_1^o\ K^\pm\ \pi^\mp\ \pi^\mp\ \pi^o\ \pi^\pm$
La courbe (1) suppose la production de 10 % de K^*, de 54 % d'ω^o et d'un fond non résonnant de 36 %. Les courbes (2) tiennent compte de (0 ± 12)% de K^*, 41 % d'ω^o, 26 % de D^o et de 32 % de fond non résonnant.

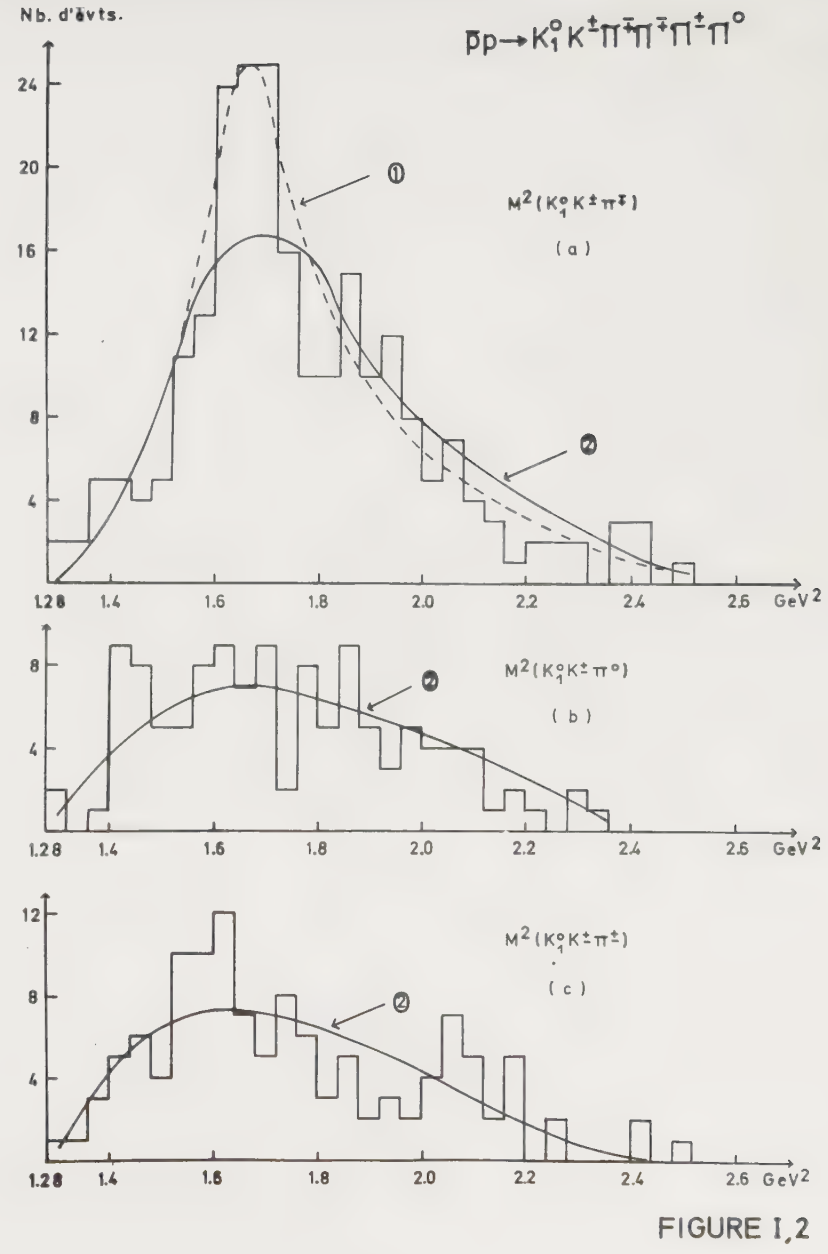


FIGURE I,2

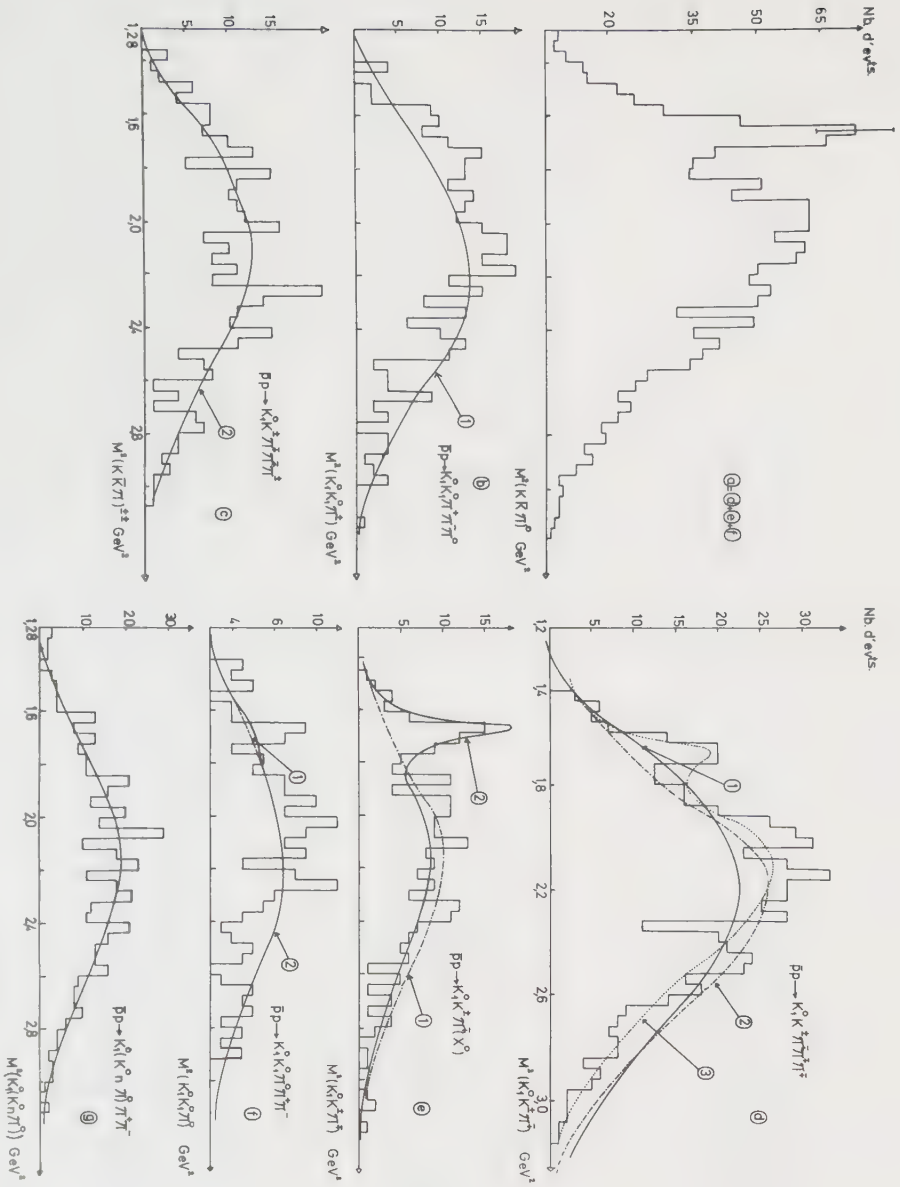


FIGURE I,1

CHAPITRE II

ETUDE DES ANNIHILATIONS D'ANTIPROTONS EN 5 ET 6 CORPS AVEC PRODUCTION D'UN MESON K CHARGE DANS L'ETAT FINAL

-:-

I - ETUDE DE L'ETAT FINAL $K_1^o\ K^{\pm}\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^{\pm}$

Ces événements appartiennent à la catégorie phénoménologique V^o + 4 branches. Ils doivent satisfaire à un ajustement dynamique à 4 contraintes, aussi la précision sur leurs caractéristiques est-elle grande.

1) Description des histogrammes expérimentaux

Nous présentons dans la figure (II, 1) les distributions des carrés des masses effectives de tous les systèmes de deux particules de la réaction

$$\bar{p}\ p \rightarrow K_1^o\ K^{\pm}\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^{\pm} \qquad (II, 1)$$

Les courbes (1) portées sur ces distributions sont les courbes d'espaces de phase respectives. Leur observation suggère que le modèle statistique seul ne permet pas de décrire l'état final qui semble être dominé par une forte

interaction ($K\pi$), donnant lieu à une production abondante de $K^*(891)$ (fig. II, 1B) ; par une interaction $K\bar{K}$ au seuil(*) (fig. II, 1A) et par un faible effet au niveau du ρ° (fig. II, 1C)(**).

Toutefois les interactions $K\bar{K}$ et $\pi\pi$ se manifestent ici(***) beaucoup moins que l'interaction ($K\pi$). La réaction semble dominée par la production du $K^*(891)$. Aussi dans un premier temps essayerons-nous de décrire l'état final à l'aide de cette seule interaction.

2) Etude de la production du K^*

Désignons par K_1, K_2, π_1, π_2 et π_S les particules de l'état final

$$\bar{p}\,p \to K_1\,\bar{K}_2\,\pi_1\,\pi_2\,\pi_S \qquad \text{(II, 2)}$$

correspondant à la réaction (II, 1). L'un des π (π_S) de cette réaction ne peut produire du $K^*(891)$(***) aussi joue-t-il dans notre étude le rôle d'un π spectateur. L'élément de matrice relativiste qui décrit la production du $K^*(891)$ dans l'état final s'écrit :

$$M_\alpha^\mu(K^*) = \left\{ \bar{q}^\mu_{K_1\pi_1}\, BW(K_1\pi_1) + \bar{q}^\mu_{K_1\pi_2}\, BW(K_1\pi_2) \right\} + \alpha \left\{ \bar{q}^\mu_{K_2\pi_1}\, BW(K_2\pi_1) + \bar{q}^\mu_{K_2\pi_2}\, BW(K_2\pi_2) \right\}$$

avec $$\bar{q}^\mu_{K_i\pi_j} = \bar{q}^\mu_{K_i} - \bar{p}^\mu_{\pi_j} - \frac{(m^2_{K_i} - m^2_{\pi_j})}{M^2_{K_i\pi_j}} (\bar{p}_{K_i} + \bar{p}_{\pi_j})^\mu$$

(*) Ce dernier effet a été également observé dans les annihilations d'antiprotons de 1,18 GeV/c, dans la réaction $\bar{p}\,p \to K^\circ_1\,K^\pm\,\pi^\mp\,\pi^\circ$ (réf. I, 13) et dans les annihilations d'antiprotons à l'arrêt dans la réaction $\bar{p}\,p \to K^\circ_1\,K^\pm\,\pi^\mp$ (réf. III, 6). L'effet y est décrit par une longueur de diffusion a dont la valeur absolue est de $2{,}5 \pm 0{,}5$ fermis.

(**) La production du ρ° peut sembler assez douteuse à ce niveau de l'étude nous montrerons par la suite que sa production corrélée à celle du D° peut être mise en évidence.

(***) L'interaction en $(K\bar{K})_{I=1}$ peut être interprétée à partir de la désintégration du D° (voir troisième partie).

(****) La troisième composante du spin isotopique des combinaisons ($K_1\pi_S$) et ($K_2\pi_S$) est égale à $\pm 3/2$.

$$BW\,(K_i \pi_j) = \frac{1}{M^2_{K_i \pi_j} - m^2_{K^*} + i m_{K^*} \Gamma_{K^*}} \qquad \begin{cases} i = 1,2 \\ j = 1,2 \end{cases}$$

$\alpha = +1$ si le moment angulaire relatif aux deux K est pair

$\alpha = -1$ si le moment angulaire relatif aux deux K est impair

m_{K_i} = masse du K_i

m_{π_j} = masse du π_j

$M_{K_i \pi_j}$ = masse effective de la combinaisons $(K_i\ \pi_j)$

m_{K^*} = masse du K^* (891 MeV)

Γ_{K^*} = largeur du K^* (50 MeV)

$\bar{p}_{K_i\ \pi_j}$, $\bar{p}_{K_i}$, $\bar{p}_{\pi_j}$ = quadrivecteurs impulsion-énergie de $K_i\ \pi_j$, K_i, π_j

Dans le système du centre de masse de la combinaison $(K_i\ \pi_j)$ la composante temporelle du quadrivecteur $\bar{q}_{K_i\ \pi_j}$ est nulle $\left[\bar{q}_{K_i\ \pi_j} = (2\,\vec{p}^{\,*}_{K_i\ \pi_j},\ 0)\right]$.

Les courbes (2) tracées sur la figure (II, 1) correspondent à la meilleure adaptation de l'élément de matrice écrit ci-dessus (*). Nous pouvons constater que, dans l'ensemble, les distributions sont reproduites de façon satisfaisante, sauf peut être la distribution des $M^2\ (\pi^+\ \pi^-)$. En effet la courbe (2) ne reproduit pas une accumulation d'événements au niveau du ρ^o $(0,49 \leq M^2\ (\pi^+\ \pi^-) \leq 0,62\ GeV^2)$. Toutefois avant d'introduire un effet possible dû au ρ, nous allons examiner les distributions des masses effectives $(K\ \pi\ \pi)$ et $(K\ \bar{K}\ \pi)$.

(*) Nous décrirons ci-dessous comment a été obtenue cette adaptation (voir table II, 2 pour le détail des résultats relatifs à cet ajustement).

3) Etude des systèmes $(K \pi \pi)$, $(K \bar{K} \pi)$ et $(\pi \pi \pi)$

La figure (II, 2) présente les spectres des $M^2 (\pi^{\pm} \pi^{\mp} \pi^{\pm})$, $M^2 (K \pi \pi)$ et $M^2 (K \bar{K} \pi)$. Les courbes (1) qui y ont été portées sont les courbes d'espace de phase respectives. Elles décrivent très mal les distributions des $M^2 (K \pi \pi)$ laissant inexpliquée (aussi bien pour le système $(K \pi \pi)$ de $T_z = 1/2$ que pour celui de $T_z = 3/2$) une région des spectres aux environs de 1,40 GeV^2. Or précisément dans cette région des $M^2 (K \pi \pi)$ des "résonances" ont été signalées (*). Il est par suite important de voir si ces accumulations d'événements sont dues à la présence de résonances éventuelles ou s'il est possible de les expliquer par des réflexions dues à la production de $K^*(891)$.

Les courbes (2) portées sur les distributions des figures (II, 2E) et (II, 2F) reproduisent de façon satisfaisante les accumulations signalées ci-dessus. Toutefois la partie basse du spectre des $M^2 (K \pi \pi)$ de $T_z = 1/2$ n'est pas parfaitement reproduite. Ceci suggère donc que l'hypothèse qui consiste à vouloir expliquer toutes les distributions à l'aide du seul $K^*(891)$ est insuffisante. D'ailleurs lorsque nous adaptons aux distributions expérimentales les spectres obtenus en faisant l'hypothèse d'une probabilité de transition de la forme :

$$|M (K^*)|^2 = |A_1 M_+^{\mu} (K^*) + A_2 M_-^{\mu} (K^*) e^{i\phi}|^2$$

M_+^{μ} et M_-^{μ} ont été définis ci-dessus ; A_1, A_2 et ϕ sont des paramètres déduits de l'ajustement), nous obtenons un accord très mauvais (9,2 écarts quadratiques).

(*) Le système $(K \pi \pi)$ de $T_z = 1/2$ pourrait par exemple être une manifestation du C° (Réf. III, 1) tandis que le système $(K \pi \pi)$ de $T_z = 3/2$ pourrait être la "bosse" centrée à 1270 MeV observée dans les annihilations d'antiprotons de 3 et 4 GeV/c (réf. III, 1).

Cette constatation se confirme également en observant la distribution des M^2 ($\pi\ \pi\ \pi$) et celle des M^2 ($K_1^o\ K^{\pm}\ \pi^{\mp}$) qui sont assez mal reproduites par les courbes (2). Cette dernière en particulier présente deux accumulations inexpliquées. L'une qui pourrait être le E° (réf. III, 3) est centrée à 2,0 GeV^2 (19 $\pm$ 9 événements), l'autre centrée à 1,67 GeV^2 (25 $\pm$ 7 événements) peut être identifiée au D.

Le spectre (II, 2B) des M^2 ($K_1^o\ K^{\pm}\ \pi^{\mp}$) ne présente pas de singularités significatives. La figure (II, 2C) donne les distributions des carrés des masses effectives pour les systèmes ($K\ \overline{K}\ \pi$) neutres et doublement chargés. Nous pouvons constater qu'elles diffèrent sensiblement dans les régions des M^2 ($K\ \overline{K}\ \pi$) comprises entre 1,6 - 1,72 GeV^2 et 1,92 - 2,32 GeV^2.

4) Production de K^* et de ρ^o

Nous venons de voir que le spectre des M^2 ($\pi^+\ \pi^-$) n'est pas reproduit par la courbe (2) et qu'une "bosse" existe dans le spectre des M ($K_1^o\ K^{\pm}\ \pi^{\mp}$) centrée à 1290 MeV (D°). Or la somme des masses du ρ et du D° est pratiquement égale à l'énergie disponible dans le système du centre de masse ($\bar{p}\ p$). L'effet "D°" ne pourrait-il pas être une réflexion du ρ ? C'est ce que nous allons essayer de voir maintenant.

Dans la réaction (II, 1), il existe deux combinaisons neutres $\pi^+\ \pi^-$ ($\pi_1\pi_S$ et $\pi_2\pi_S$). L'élément de matrice qui va décrire la production du ρ^o s'écrit alors :

$$M^{\nu}\ (\rho^o) = \left\{ \bar{q}^{\nu}_{\pi_1\pi_S}\ BW\ (\pi_1\pi_S) + \bar{q}^{\nu}_{\pi_2\pi_S}\ BW\ (\pi_2\pi_S) \right\}$$

avec $\bar{q}_{\pi_i\pi_S} = \bar{p}_{\pi_i} - \bar{p}_{\pi_S}$

$$BW\ (\pi_i\pi_S) = \frac{1}{M^2_{\pi_i\pi_S} - m^2_{\rho} + i m_{\rho}\ \Gamma_{\rho}}$$

m_{ρ} = 760 MeV

Γ_{ρ} = 120 MeV

Nous avons essayé d'ajuster à l'ensemble des 11 distributions présentées sur les figures (II, 1) et (II, 2) : les spectres obtenus en faisant l'hypothèse d'une probabilité de transition donnée par :

$$|M(K^*, \rho)|^2 = |A_1 M_+^{\nu}(K^*) + A_2 M_-^{\nu}(K^*) e^{i\phi_1}|^2 + |A_3 M^{\nu}(\rho)|^2$$

Les résultats de l'ajustement sont donnés dans la table (II, 3). Cette hypothèse semble correcte, seules les distributions des M^2 ($K\pi$) de $T_z = 1/2$ et des M^2 ($\pi^+ \pi^-$) donnent des χ^2 à deux écarts quadratiques moyens. Toutefois sur la distribution des M^2 ($K_1^\circ K^+ \pi^-$) la bosse centrée à 1,67 GeV^2 n'est pas entièrement reproduite(*).

5) Production de K^* et du D°

Nous allons maintenant supposer que le D° est une résonance (voir chapitre I) et que l'accumulation d'événements observée au niveau du ρ° dans le spectre des M^2 ($\pi^+ \pi^-$) est une réflexion due au D°.

Dans la réaction (II, 1) deux combinaisons $(K \bar{K} \pi)^\circ$ existent. L'élément de matrice qui va décrire la production du D° peut s'écrire(**) :

$$M(D^\circ) = \left\{ BW(K_1 \bar{K}_2 \pi_1) + BW(K_1 \bar{K}_2 \pi_2) \right\}$$

$$BW(K_1 \bar{K}_2 \pi_i) = \frac{1}{M^2_{K_1 \bar{K}_2 \pi_i} - M^2_{D^\circ} + i M_{D^\circ} \Gamma_{D^\circ}}$$

$M_{D^\circ} = 1290$ MeV

$\Gamma_{D^\circ} = 30$ MeV

(*) Afin de ne pas surcharger les figures nous ne donnons par les courbes calculées correspondant à cette hypothèse.

(**) Nous ne tenons pas compte ici des nombres quantiques du D° qui seront discutés dans la troisième partie.

Nous avons essayé d'ajuster à l'ensemble des 11 distributions présentées sur les figures (II, 1) et (II, 2) les spectres obtenus à partir de la probabilité de transition suivante :

$$|M(K^*, D^\circ)|^2 = |A_1 M_+^{\mu}(K^*) + A_2 M_-^{\mu}(K^*) e^{i\phi_1}|^2 + |A_5 M(D^\circ)|^2$$

Nous présentons dans la table (II, 3) les résultats relatifs à cette probabilité de transition. Nous devons remarquer que le spectre des $M^2(\pi^+ \pi^-)$ est assez mal reproduit. Si donc la probabilité de transition faisant l'hypothèse de la production de K^* et de ρ° ne semble pas suffisante pour interpréter complétement la réaction (II, 1), celle qui tient compte de la production de K^* et de D° n'est pas meilleure. Aussi allons-nous essayer d'interpréter globalement nos résultats à l'aide d'un élément de matrice qui tient compte à la fois d'une production de K^*, de ρ° et de D°.

6) Production de K^*, de ρ° et de D° dans la réaction (II, 1)

La probabilité de transition utilisée pour reproduire l'ensemble des distributions analysées est :

$$|M(K^*, \rho, D^\circ)|^2 = |A_1 M_+^{\nu}(K^*) + A_2 M_-^{\nu}(K^*) e^{i\phi_1}|^2 + |A_3 M(\rho)|^2 + |A_5 M(D^\circ)|^2$$

Nous donnons dans la table (II, 3) les résultats relatifs à cet ajustement. Nous constatons que l'ensemble des distributions est parfaitement reproduite avec une production de $(9 \pm 3)\%$ de D°. Les courbes (3) tracées sur les figures (II, 1) et (II, 2) correspondent à cet ajustement.

7) Sections efficaces - Conclusions

Nous avons estimé que les sections efficaces de production de K^*, de ρ et de D° dans la réaction (II, 1)(*) sont égales à :

$$\sigma (K^*) = 69 \pm 8 \ \mu b$$
$$\sigma (\rho^\circ) = 27 \pm 6 \ \mu b$$
$$\sigma (D^\circ) = 8,5 \pm 3 \ \mu b$$

Nous verrons dans la troisième partie de ce travail que le D° est produit dans la réaction (II, 1) associé au ρ°. Nous avons donc essayé de reproduire l'ensemble des distributions de la réaction (II, 1) en introduisant un élément de matrice relatif à cette production. Nous donnons dans la table (II, 3) les résultats relatifs à la probabilité de transition suivante :

$$|M (K^*, \rho, D\rho)|^2 = |A_1 M_+^\nu (K^*) + A_2 M_+^\nu (K^*) e^{i\phi_1}|^2 + |A_3 M^\nu (\rho)|^2$$
$$+ |A_4 M (D\rho)|^2$$

avec $M (D \rho) = M (D) M (\rho)$

L'ajustement est dans l'ensemble satisfaisant(**). Les valeurs des sections efficaces sont alors :

$$\sigma (K^*) = 72,5 \pm 8,5 \ \mu b$$
$$\sigma (\rho) = 26 \pm 6 \ \mu b \quad (***)$$
$$\sigma (D\rho) = 6,3 \pm 2,5 \ \mu b$$

(*) Lorsque nous introduisons un fond non-résonnant dans la probabilité de transition écrite au paragraphe 5 ; nous trouvons que sa contribution est compatible avec zéro.

(**) Nous reprendrons cette étude en la justifiant dans la troisième partie de ce travail.

(***) Il a été nécessaire d'introduire une amplitude relative à la production du ρ.

II - ETUDE DE L'ETAT FINAL $K_1^o K^{\pm} \pi^{\mp} (X^o)$

Les événements satisfaisant à cette réaction appartiennent à la catégorie V^o + deux branches. Ils sont obtenus après élimination de tous les événements compatibles avec l'hypothèse 3 corps ($M_{X^o} = 0$ et $\vec{p}_{X^o} = E_{X^o} = 0$) ou 4 corps ($M_{X^o} = m_{\pi^o}$). Ils doivent encore être tels que $M_{X^o} \geq 2\, m_{\pi^o}$.

1) Description des distributions expérimentales

La figure (II, 4) regroupe les distributions des carrés des masses effectives que nous nous proposons de reproduire à l'aide d'un élément de matrice faisant intervenir un minimum d'interactions dans l'état final.

Nous avons reporté les courbes d'espace de phase (courbe (1)) sur chacun de ces spectres. Nous constatons ainsi :

- que la distribution des M^2 ($K_1^o K^{\pm}$) présente une très forte accumulation au seuil (fig. II, 4a)
- que le $K^*(891)$ est produit (fig. II, 4b)
- que la distribution des M^2 (X^o) est mal reproduite par l'espace de phase $\pi\,\pi$ (fig. II, 4c). On y constate une accumulation d'événements centrée à 0,3 GeV^2 que l'on peut considérer comme une indication de la production de l'η^o (*).

(*) Nous verrons dans la troisième partie de ce travail que les réactions :

$$\bar{p}\, p \to K_1^o K^{\pm} \pi^{\mp} \eta^o \longrightarrow \text{neutres}$$

et

$$\bar{p}\, p \to K_1^o K^{\pm} \pi^{\mp} \omega^o \longrightarrow \text{neutres}$$

contribuent à l'état final ici étudié. Toutefois leur section efficace est faible devant celle de l'état final $K_1^o K_2^{\pm} \pi_1^{\mp} \pi_2^o \pi_3^o$ (II, 3) que nous nous contenterons de décrire ici.

- que la distribution des M^2 (K_1^o $K^{\pm}$ $\pi^{\mp}$) présente une forte accumulation d'événements centrée à 1,67 GeV^2 et qui peut être identifiée au D^o.

2) Interprétation des distributions expérimentales par une production de K^* et de D^o

Dans la réaction (II, 3) les six combinaisons $K\pi$ peuvent contribuer à la production du K^* (891). L'élément de matrice que nous avons utilisé pour tenir compte de cette production s'écrit (*) :

$$|M^{\mu}(K^*)|^2 = \sum_{n=1}^{3} \sum_{m=1}^{2} |p^{\mu}_{K_m \pi_n}|^2 \; BW(K_m \pi_n)$$

Par contre dans cette réaction une seule combinaison ($K \bar{K} \pi$) neutre existe. L'élément de matrice qui tient compte de la production du D^o peut s'écrire en première approximation en ne tenant pas compte du spin et de la parité du D^o.

$$M(D^o) = BW(K_1 K_2 \pi)$$

Nous avons essayé d'interpréter l'ensemble des distributions présentées sur la figure (II, 4) par les spectres obtenus en utilisant la probabilité de transition :

$$|M(K^*, D^o)|^2 = \alpha \, |M^{\mu}(K^*)|^2 + (1 - \alpha) |M(D^o)|^2$$

La table (II, 5) donne les détails de cet ajustement et les courbes (2) reportées sur la figure (II, 4) tiennent compte de cet ajustement. Nous constatons ainsi :

- que l'accumulation ($K \bar{K}$) au seuil n'est pas reproduite. On y constate un excès de 31 ± 9 événements.

(*) Pour les notations on se reportera à l'étude faite pour la réaction (II,

- que la distribution des M^2 (X^o) n'est pas satisfaite dans la région des faibles M^2 (X^o) ce qui est normal puisque nous ajustons à cette distribution des spectres correspondant au système (π π).

Seul donc l'effet ($K\bar{K}$) reste à expliquer. Nous pouvons le faire :

- soit en introduisant une interaction $(K\bar{K})_{I=1}$ dans l'état final et l'interpréter, comme cela a été fait dans la réaction $\bar{p}\,p \to K_1^o\, K^{\pm}\, \pi^{\mp}\, \pi^o$, par une longueur de diffusion dans l'onde S (réf. I, 13).

- soit en supposant que cette accumulation est liée à la présence du D^o (*).

Pour reproduire l'accumulation d'événements au seuil des M^2 ($K\bar{K}$) en supposant qu'elle est liée à la production du D^o, nous écrirons l'élément de matrice relatif à cette production sous la forme :

$$M_2\,(D^o) = BW\,(K_1^o\, K^{\pm}\, \pi^{\mp}) \times \mathcal{P}$$

avec $$\mathcal{P} = \frac{1}{1 + i a p_{K\bar{K}}}$$

où a est la longueur de diffusion $K\bar{K}$ (3 fermis) et $p_{K\bar{K}}$ l'impulsion relative du système $K\bar{K}$ évaluée dans le système du centre de masse ($K\bar{K}$).

Les courbes (3) sur la figure (II, 4) correspondent à l'ajustement des spectres obtenus avec la probabilité de transition :

$$|M\,(K^*, D^o)|^2 = \alpha\, |M^{\mu}(K^*)|^2 + (1 - \alpha)\, |M_2\,(D^o)|^2$$

Nous donnons dans la table (II, 5) les χ^2 relatifs à cet ajustement qui peut être considéré comme satisfaisant.

(*) Voir troisième partie de ce travail.

3) Conclusion

Nous avons interprété les distributions relatives à la réaction (II, uniquement avec une production de K^{*} et de D^{o} sans qu'il soit nécessaire d'introduire un fond non-résonnant (*). Les sections efficaces relatives à ce productions sont :

$$\sigma\ (K^{*}) = 63 \pm 8\ \mu b$$
$$\sigma\ (D^{o}) = 11,5 \pm 3\ \mu b$$

(*) L'amplitude d'un fond non-résonnant a été déterminée compatible avec zér

III - ETUDE DE L'ETAT FINAL $K_1^o\ K^{\pm}\ \pi^{\mp}\ \pi^{\mp}\ \pi^o\ \pi^{\pm}$

Les événements de la réaction

$$\bar{p}\ p \rightarrow K_1^o\ K^{\pm}\ \pi^{\mp}\ \pi^{\mp}\ \pi^o\ \pi^{\pm} \qquad (II, 4)$$

appartiennent à la catégorie phénoménclogique V° + 4 branches. Ils ont été obtenus après élimination de tous les événements compatibles avec la réaction (II, 1) et ont subi un ajustement dynamique à une contrainte.

1) Etude des distributions expérimentales

Les figures (II, 6) et (II, 7) présentent les distributions des carrés des masses effectives des combinaisons de deux et de trois particules de l'état final (II, 4). Les courbes (1) correspondent à un modèle statistique. Nous remarquons :

a) Une production abondante d'ω^o (fig. II, 7c)

b) Une accumulation d'événements centrée à 1,67 GeV^2 dans la distribution des M^2 $(K_1^o\ K^{\pm}\ \pi^{\mp})$ (fig. II, 6d) qui peut être identifiée au D^o. Toutefois il nous faut remarquer qu'elle pourrait être due à une réflexion du ω^o (*).

c) Un faible indice de production du $K^*(891)$ (fig. II, 6b) (**).

(*) La somme des masses du D^o et de l'ω^o est pratiquement égale à l'énergie disponible dans le système du centre de masse $(\bar{p}\ p)$.

(**) Remarquons qu'il y a 6 combinaisons $(K\ \pi)$ susceptibles de donner du $K^*(891)$ dans la réaction (II, 4).

d) la présence d'une accumulation d'événements au seuil des M^2 (K_1^0 $K^{\pm}$) (fig. II, 6a). Nous donnons en hachuré sur cette figure les événements qui correspondent à la région du $D^{o(*)}$. Nous pouvons ainsi constater que l'accumulation au seuil semble liée à la production du D^o. Nous essayerons de la représenter par une longueur de diffusion de 3 fermis liée à la désintégration du D^o (Voir troisième partie).

2) Production de K^* et d'ω^o

Nous pouvons encore écrire la réaction (II, 4) sous la forme

$$\bar{p}\, p \to K_1\, \bar{K}_2\, \pi_1\, \pi_2\, \pi_3\, \pi_S \qquad \text{(II, 5)}$$

π_S étant considéré comme un π spectateur car il ne peut donner de combinaison ($K\,\pi$) de $T_z = 1/2$.

En utilisant les notations définies précédemment, les probabilités de transitions relatives à la production de ω^o et du $K^*(891)$ peuvent s'écrire

$$|M^{\mu}(\omega^o)|^2 = \left|\varepsilon^{\mu}_{\nu\rho\sigma}\, \bar{p}^{\nu}_{\pi_1}\, \bar{p}^{\rho}_{\pi_3}\, \bar{p}^{\sigma}_{\pi_S}\, BW(\pi_1\, \pi_2\, \pi_S) + \varepsilon^{\mu}_{\nu\rho\sigma}\, \bar{p}^{\nu}_{\pi_2}\, p^{\rho}_{\pi_3}\, \bar{p}^{\sigma}_{\pi_S}\, BW(\pi_2\, \pi_3\, \pi_S)\right|^2$$

$$|M^{\mu}(K^*)|^2 = \sum_{i=1}^{2} \sum_{j=1}^{3} \left|\bar{p}^{\mu}_{K_i \pi_j}\, BW(K_i\, \pi_j)\right|^2 \qquad (**)$$

avec $BW(\pi\,\pi\,\pi_S) = \dfrac{1}{M^2(\pi\,\pi\,\pi_S) - M^2_{\omega^o} + i\, M_{\omega^o}\, \Gamma_{\omega^o}}$

$M_{\omega^o} = 780$ MeV

$\Gamma_{\omega^o} = 20$ MeV

(*) $1{,}62 < M^2(K_1^o\, K^{\pm}\, \pi^{\mp}) < 1{,}74$ GeV^2.

(**) Nous utilisons cette expression par simplification. En effet celle-ci n'est pas correcte, car on devrait d'une part ajouter de manière cohérente les amplitudes correspondant aux π_1 et π_2 qui sont indiscernables et d'autre part tenir compte du moment angulaire entre les deux mésons K comme cela a été fait pour la réaction (II, 2).

Nous avons alors essayé d'ajuster les spectres obtenus avec la probabilité de transition :

$$|M(E_\phi, K^*, \omega^\circ)|^2 = \alpha\,|M(E_\phi)|^2 + \beta\,|M^\mu(K^*)|^2 + (1-\alpha-\beta)\,|M^\mu(\omega^\circ)|^2$$

simultanément aux 13 distributions des figures (II, 6) et II, 7). $M(E_\phi)$ représente l'élément de matrice correspondant à un modèle statistique.

Les courbes (2) des figures (II, 6) et (II, 7) sont les résultats de cette optimisation. Nous donnons dans la table (II, 8) les χ^2 et les valeurs des paramètres correspondant à cet ajustement.

Nous constatons essentiellement :

a) que l'accumulation au seuil des M^2 ($K_1^\circ K^\pm$) n'est pas reproduite. On y voit un excès de 22 ± 6 événements.

b) que la "bosse" centrée à 1,67 GeV^2 dans la distribution des M^2 ($K_1^\circ K^\pm \pi^\mp$) reste significative (25 ± 9 événements).

3) Production de K^*, d'ω°, et de D°

Pour être plus complet, nous avons alors utilisé une probabilité de transition qui tient compte du D° et de sa désintégration :

$$|M(E_\phi, K^*, \omega^\circ, D^\circ)|^2 = \alpha\,|M(E_\phi)|^2 + \beta\,|M^\mu(K^*)|^2 + \gamma|M^\mu(\omega^\circ)|^2 + (1-\alpha-\beta-\gamma-)\,|M(D^\circ)|^2$$

$M(E_\phi)$, $M^\mu(K^*)$ et $M^\mu(\omega^\circ)$ ont été définis ci-dessus,

$$|M(D^\circ)|^2 = \left|\sum_{i=1}^{2} L\ BW(K_1 \bar{K}_2 \pi_i)\right| |\mathcal{S}|^2$$

avec $BW(K_1 \bar{K}_2 \pi_i) = \dfrac{1}{M^2_{K_1 \bar{K}_2 \pi_i} - M^2_{D^\circ} + iM_{D^\circ}\Gamma_{D^\circ}}$

$M_{D^\circ} = 1290$ MeV
$\Gamma_{D^\circ} = 30$ MeV

$$\mathcal{F} = \frac{1}{1 + ia\, p_{K_1 K_2}} \qquad a = 3 \text{ fermis}$$

Les courbes (3) des figures (II, 6) et (II, 7) sont déduites de cet ajustement. Nous donnons dans la table (II, 8) les χ^2 et les valeurs des paramètres relatifs à cette adoptation.

Nous constatons qu'elle est satisfaisante ($\chi^2_{total}/\langle\chi^2\rangle = 275/297$). Elle correspond à une production de $K^*(891)$ compatible avec zéro, cependant son estimation est délicate car la statistique dont nous disposons est faibl et de plus la multiplicité de la combinaison $K\pi$ est 6.

Ceci peut également expliquer la présence d'un fond non résonnant relativement important (30 %).

4) Sections efficaces et conclusions

Nous avons estimé :

$$\sigma(\omega^\circ) = 14 \pm 2\ \mu b$$
$$\sigma(D^\circ) = 19 \pm 2\ \mu b$$
$$\sigma(K^*) = 0 \pm 5\ \mu b$$
$$\sigma(\text{fond}) = 14 \pm 3\ \mu b$$

Nous verrons dans la suite de cette étude qu'il est possible de trouver une production associée $D^\circ\ \omega^\circ$ dans la réaction (II, 4). Nous n'avons pas essayé, à cause de la faible statistique dont nous disposons, de décrire de façon complète la réaction (II, 4) à l'aide d'un élément de matrice qui tiendrait compte de cette production associée. Nous donnons toutefois dans l

table (II, 8) les résultats relatifs à l'ajustement des spectres dus à une probabilité de transition donnée par l'expression :

$$|M(E_\phi, K^*, D^\circ \omega^\circ)|^2 = \alpha\ |M(E_\phi)|^2 + \beta\ |M^\mu(K^*)|^2 + (1 - \alpha - \beta)\ |M(D^\circ \omega^\circ)|^2$$

$M(D^\circ \omega^\circ)$ tenant compte de la production associée de D° et d'ω°.

La production de K^* est toujours compatible avec zéro et un fond non-résonnant relativement important doit être introduit.

Nous reprendrons l'étude de cette production associée de façon plus détaillée dans la troisième partie de notre travail.

F I G U R E S

Figure II, 1 - Distributions des carrés des masses effectives des combinaisons de deux particules de la réaction $\bar{p}\,p \to K^{\circ}_{1}\,K^{\pm}\,\pi^{\mp}\,\pi^{\mp}\,\pi^{\pm}$.

Les courbes (1) sont les courbes d'espace de phase. Les courbes (2) correspondent à la production de 100 % de K^{*}, tandis que les courbes (3) tiennent compte de la production de 65 % de K^{*}, de 26 % de ρ et de 9 % de D°.

Figure II, 2 - Distributions des carrés des masses effectives des combinaisons de trois particules de la réaction $\bar{p}\,p \to K^{\circ}_{1}\,K^{\pm}\,\pi^{\mp}\,\pi^{\mp}\,\pi^{\pm}$. Les courbes (1), (2) et (3) ont été définies ci-dessus.

Tableau II, 3 - Résultats des ajustements tentés pour l'ensemble des 11 distributions de l'état final $K^{\circ}_{1}\,K^{\pm}\,\pi^{\mp}\,\pi^{\mp}\,\pi^{\pm}$.

Figure II, 4 - Distributions des carrés des masses effectives de la réaction $\bar{p}\,p \to K^{\circ}_{1}\,K^{\pm}\,\pi^{\mp}\,(X^{\circ})$. Les courbes (1) correspondent à un modèle statistique. Les courbes (2) correspondent à une production de 83 % de K^{*} et de 17 % de D°. Les courbes (3) tiennent compte de la désintégration du D° (85 % de K^{*} et 15 % de D°).

La distribution en hachuré sur la figure (II, 4A) correspond aux événements dont la M^2 $(K^{\circ}_{1}\,K^{\pm}\,\pi^{\mp})$ est comprise entre 1.62 - 1.74 GeV^2 (région du D°).

TABLE II, 5 - Résumé des résultats relatifs à l'étude des distributions de la réaction $\bar{p}\,p \to K^{\circ}_{1}\,K^{\pm}\,\pi^{\mp}\,(X^{\circ})$.

Figure II, 6 - Distributions des M^2 ($K \bar{K}$), M^2 ($K \pi$), M^2 ($K \bar{K} \pi$) et M^2 ($K \pi \pi$) relatives à la réaction $\bar{p}\, p \to K_1^o\, K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^{\mp} \pi^o \pi^{\pm}$.

Les courbes (1) correspondent à un modèle statistique. Les courbes (2) correspondent à une production de 10 % de $K^*(891)$, de 54 % d'ω^o et de 36 % de fond non-résonnant dans cette réaction. Les courbes (3) tiennent compte de la production de 0 % de $K^*(891)$, de 41 % de D^o, de 26 % d'ω^o et de 32 % de fond non-résonnant.

Figure II, 7 - Distributions des M^2 ($\pi \pi$) et M^2($\pi \pi \pi$) de la réaction $\bar{p}\, p \to K_1^o\, K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^{\mp} \pi^o \pi^{\pm}$.

Les courbes qui y ont été tracées, ont été définies ci-dessus.

Table II, 8 - Résumé de l'étude de la réaction $\bar{p}\, p \to K_1^o\, K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^{\mp} \pi^o \pi^{\pm}$.

-:-

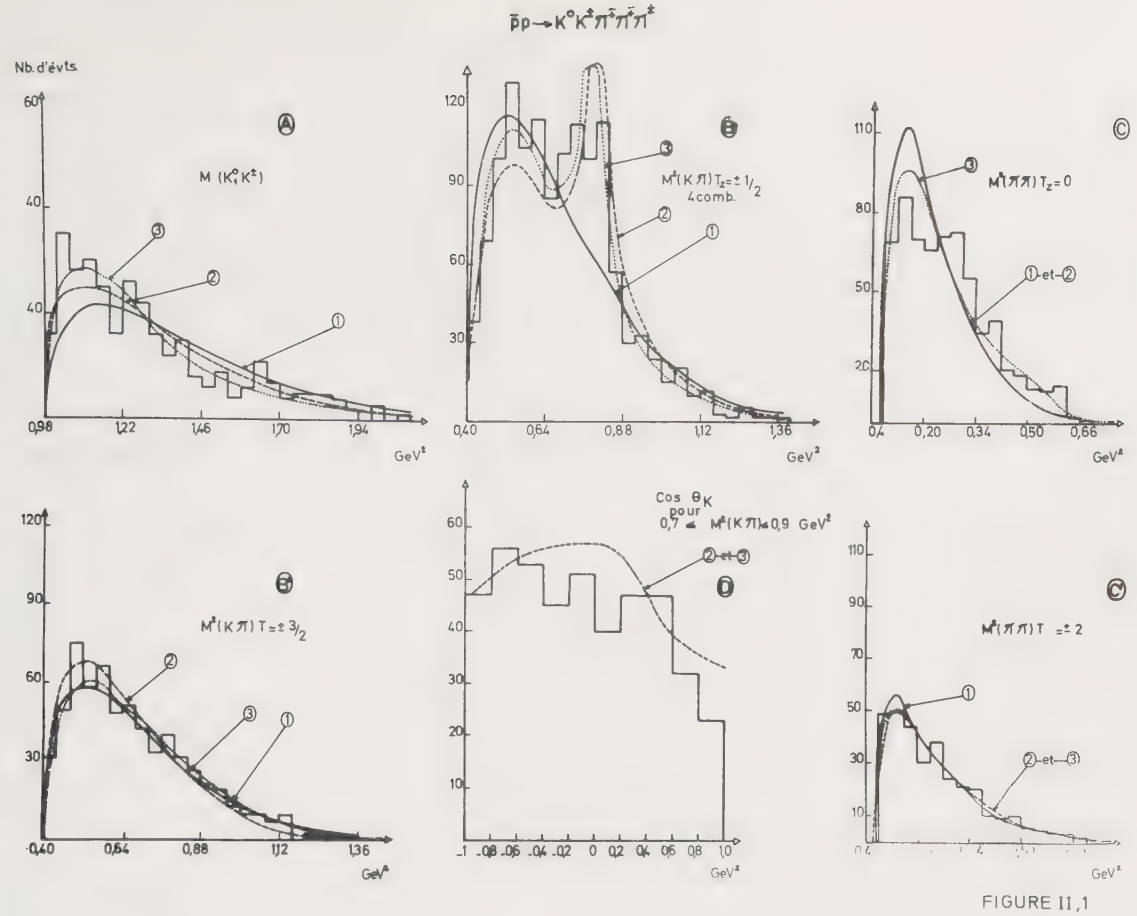


FIGURE II,1

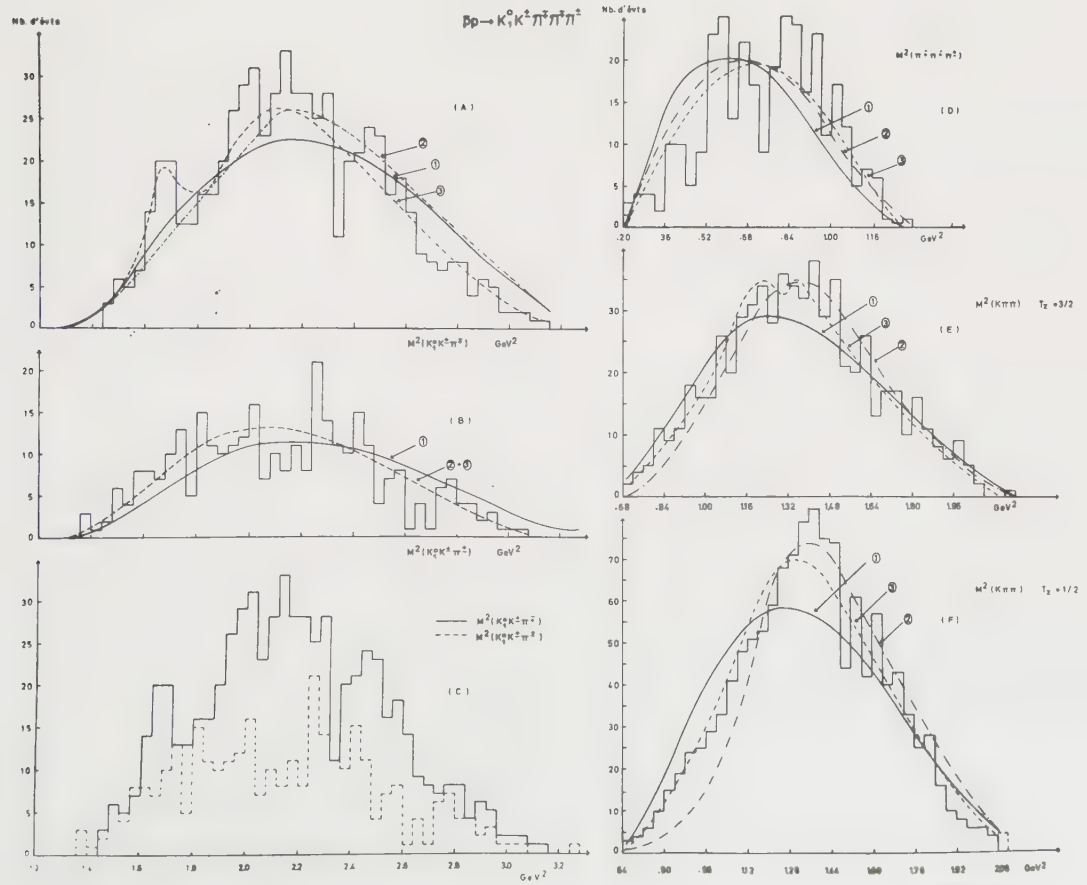


FIGURE II,2

TABLE II , 3

HYPOTHESE	$\|M\|^2 = \|A_1 M_+^\mu(K^*) + A_2 M_-^\mu(K^*) e^{i\varphi_1}\|^2$	$\|M\|^2 = \|A_1 M_+^\mu(K^*) + A_2 M_-^\mu(K^*) e^{i\varphi_1}\|^2 + \|A_3 M^\mu(\varphi)\|^2$	$\|M\|^2 = \|A_1 M_+^\mu(K^*) + A_2 M_-^\mu(K^*) e^{i\varphi_1}\|^2 + \|A_6 M(D^0)\|^2$	$\|M\|^2 = \|A_1 M_+^\mu(K^*) + A_2 M_-^\mu(K^*) e^{i\varphi_1}\|^2 + \|A_3 M^\mu(\varphi)\|^2 + \|A_5 M(D^0)\|^2$	$\|M\|^2 = \|A_1 M_+^\mu(K^*) + A_2 M_-^\mu(K^*) e^{i\varphi_1}\|^2 + \|A_5 M^\mu(\varphi)\|^2 + \|A_7 M(D\varphi)\|^2$
Valeurs des paramètres	$A_1 = 1$ (26 % d'évts) $A_2 = 1,67$ (74% d'évts) $\varphi_1 = 0,62$ rad.	$A_1 = 1,26$ (53% des évts) $A_2 = 0,59$ (12 % des évts) $\varphi_1 = 2,19$ rad. $A_3 = 1$ (34 % des évts)	$A_1 = 1,58$ (69 % des évts) $A_2 = 0,26$ (2 % des évts) $\varphi_1 = 1,73$ rad. $A_5 = 1$ (28 % des évts)	$A_1 = 3,16$ (60 % des évts) $A_2 = 0,89$ (4,7 % des évts) $\varphi_1 = 5,45$ $A_3 = 1$ (9,3 % des évts) $A_5 = 2,07$ (26% des évts)	$A_1 = 1,0$ (65,0 % des évts) $A_2 = 0,25$ (4,0% des évts) $\varphi_1 = 1,58$ $A_3 = 0,62$ (25% des évts) $A_7 = 0,28$ (6 % des évts)
Pourcentage de résonances produites K^*	100%	65,8%	71%	64,7 %	69%
Pourcentage de résonances produites φ^0	0%	34,2%	0%	26%	25%
Pourcentage de résonances produites D^0	0%	0%	29%	9,3 %	6 %
Nombre de parametres	2	5	5	8	8
X^2 total/ $\langle X^2 \rangle$	454,8/ 220	250,4/217	276,8/ 217	242,1/214	249,7/ 214
Nombre d'écarts	9,2	1,6	2,7	1,3	2,2
Distributions étudiées \ X^2 partiels/ $\langle X^2 \rangle$					
$M^2(K_1^0 K^\pm)$	16/15	15,3/15	17,2/15	15,8/15	15,6/15
$M^2(K\pi)_{1/2}$	55/19	33,5/19	37/19	34,7/19	35,1/19
$M^2(K\pi)_{3/2}$	32/19	16,6/19	14,8/19	15,7/19	16,7/19
$M^2(\pi^+\pi^-)$	109,1/14	33,3/14	45,8/14	32,6/14	33,9/14
$M^2(\pi^\pm\pi^\pm)$	8,3/11	7,2/11	6,0/11	6,7/11	6,6/11
$M^2(K_1^0 K^\pm \pi^\mp)$	48,1/32	29,8/32	33,7/32	23,2/32	22,2/32
$M^2(K_1^0 K^\pm \pi^\mp)$	25,2/25	26,3/25	25,6/25	26,1/25	25,4/25
$M^2(\pi^\pm\pi^\pm\pi^\mp)$	55,8/18	25,5/18	34,9/18	26,0/18	25,5/18
$M^2(K\pi\pi)_{1/2}$	57/30	30,3/30	33,8/30	30,2/30	31,3/30
$M^2(K\pi\pi)_{3/2}$	33,4/29	25,3/29	19,6/29	23,4/29	37,6/29
COS $\Theta_{K_1^0 \text{ dans } (K^*\pi)}$	13,6/10	7,6/10	8,4/10	7,5/10	7,6/10

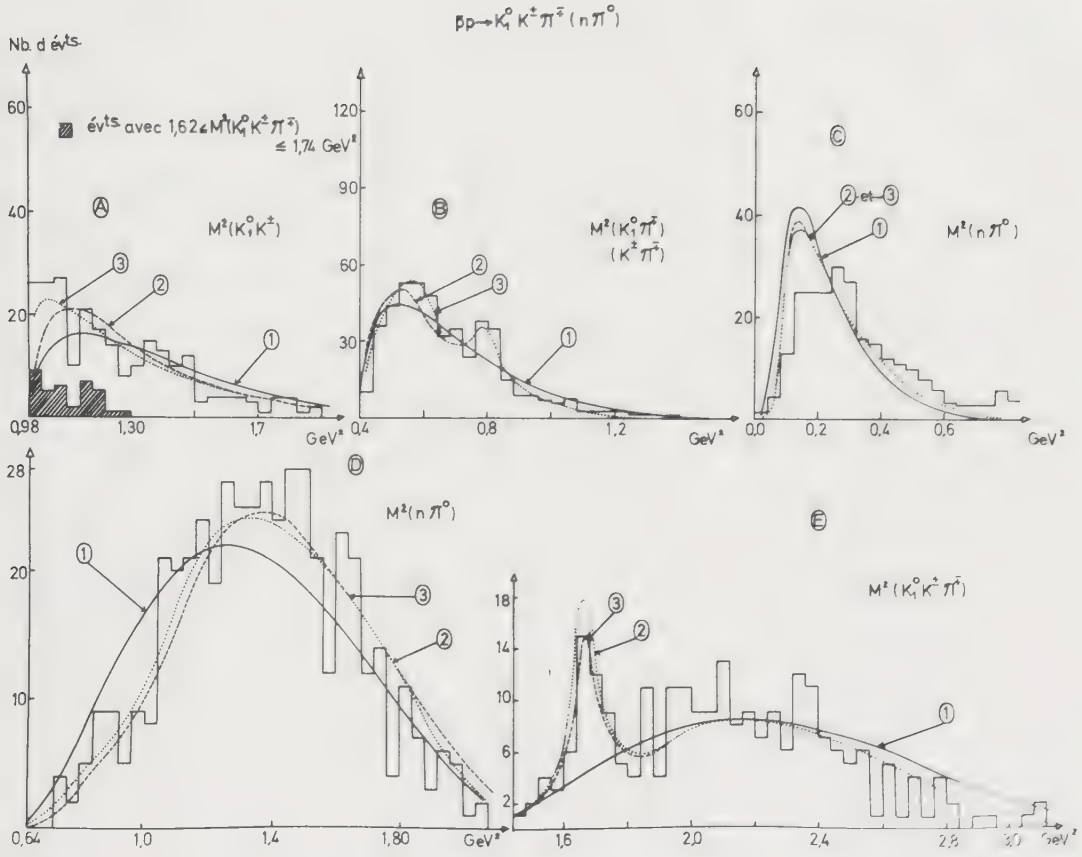

pp→K°₁ K± π∓ (n π°)
Nb. d évts.
évts avec 1,62 ≤ M²(K°₁ K± π∓) ≤ 1,74 GeV²
A
M²(K°₁ K±)
B
M²(K°₁ π∓)
(K± π∓)
C
2 et 3
1
M²(n π°)
D
M²(n π°)
E
M²(K°₁ K± π∓)
GeV²

FIGURE II . 4

TABLE II, 5

Etude de la réaction $\bar{p}\ p \to K^{\circ}_{1}\ K^{\pm}\ \pi^{\mp}\ (X^{\circ})$

Hypothèses	$\alpha\|M(K^{*})\|^2+(1-\alpha)\|M_1(D^{\circ})\|^2$	$\alpha\|M(K^{*})\|^2+(1-\alpha)\|M_2(D^{\circ})\|^2$
$\chi^2_{total}/\langle\chi^2\rangle$	1,82,1/134	157,2/134
Ecarts	3,1	0,8
Paramètres	$\alpha = ,83 \pm ,01$ $1-\alpha = ,17 \pm ,01$	$1-\alpha = ,15 \pm ,03$ $\alpha = ,85 \pm ,03$
χ^2partiels / $\langle\chi^2\rangle$ — Distributions étudiées		
$M^2\ (K^{\circ}_{1}\ K^{\pm})$	43/20	25,3/20
$M^2\ (K\ \pi)$	37/24	21,5/24
$M^2\ (K^{\circ}_{1}\ K^{\pm}\ \pi^{\mp})$	16,5/37	21 /37
$M^2\ (K\ \pi\ \pi)$	24,7/31	24,8/31
$M^2\ (X^{\circ})$	67,9/21	61,6/21

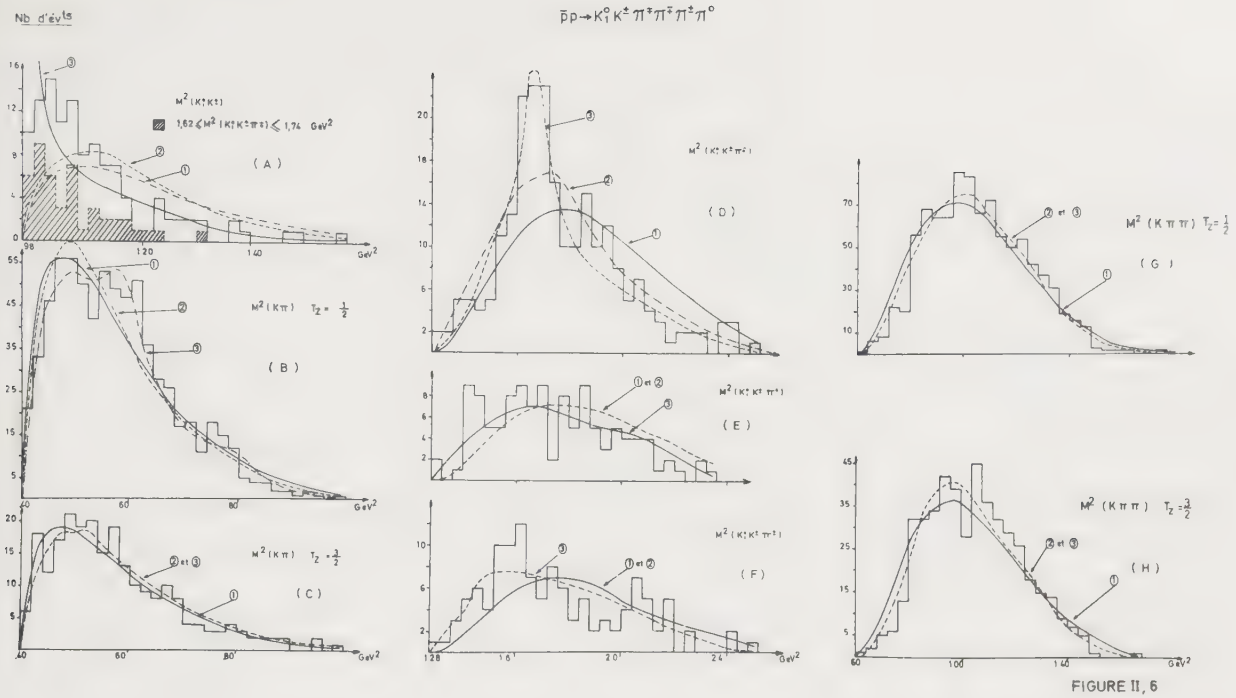


FIGURE II, 6

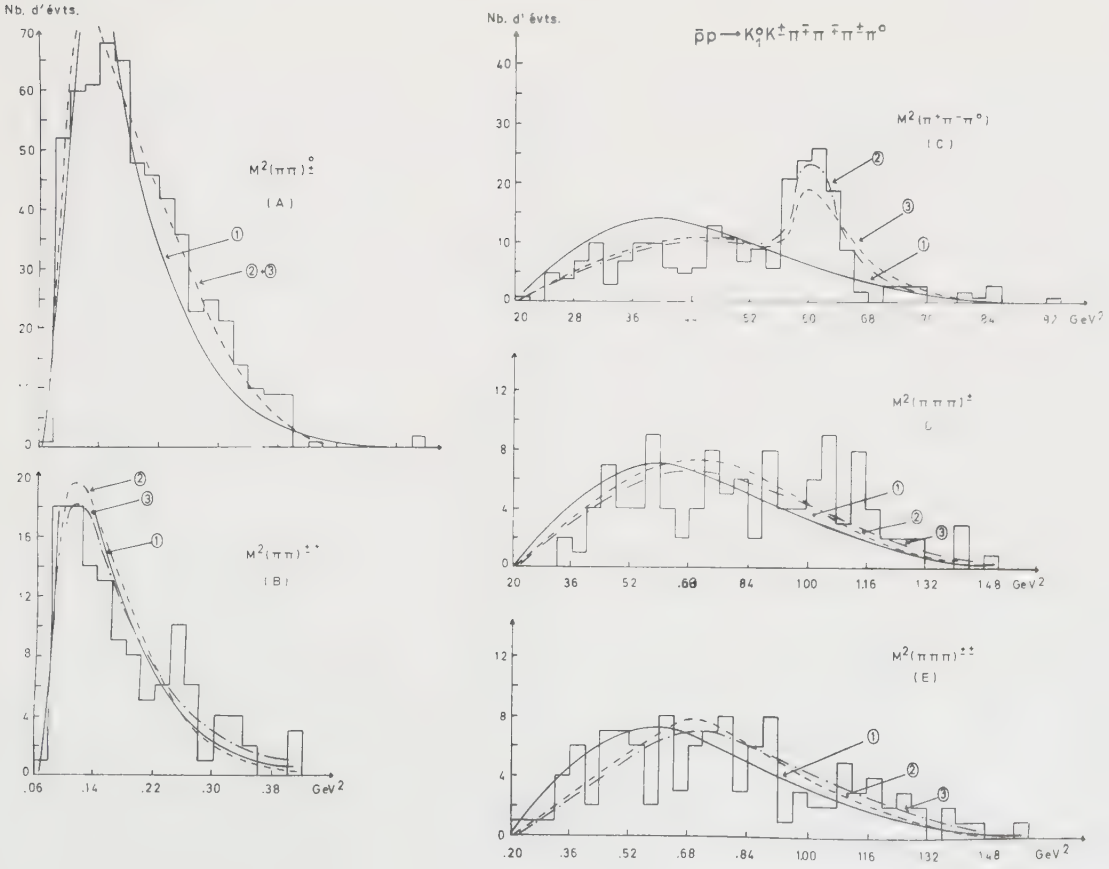


FIGURE II, 7

TABLE II, 8

Résumé de l'étude de la réaction $\bar{p}\,p \to K^{\circ}_{1}\,K^{\pm}\,\pi^{\mp}\,\pi^{\mp}\,\pi^{\circ}\,\pi^{\pm}$

Hypothèse	$\alpha\|M(E_\phi)\|^2+\beta\|M(K^*)\|^2$ $+(1-\alpha-\beta)\|M(\omega^\circ)\|^2$	$\alpha\|M(E_\phi)\|^2+\beta\|M(K^*)\|^2$ $+\gamma\|M_2(D^\circ)\|^2$ $+(1-\alpha-\beta-\gamma)\|M(\omega^\circ)\|^2$	$\alpha\|M(E_\phi)\|^2+\beta\|M(K^*)\|^2$ $+(1-\alpha-\beta)\|M(D^\circ\omega^\circ)\|^2$
Paramètres	$\alpha = .36 \pm 0.08$ $\beta = .10 \pm .05$ $1-\alpha-\beta = .54 \pm .02$	$\alpha = .32 \pm .07$ $\beta = 0. \pm .12$ $\gamma = .41 \pm .02$ $1-\alpha-\beta-\gamma = .26 \pm .03$	$\alpha = .59 \pm 0.7$ $\beta = .01 \pm .05$ $1-\alpha-\beta = .40 \pm .01$
$\chi^2_{total}/\langle\chi^2\rangle$	430,3/321	306,5/321	371,6/321
Ecarts	4,0	0	1,9
$\chi^2_{partiel}/\langle\chi^2\rangle$ Distributions			
$M^2\,(K^\circ\,K^\pm)$	64,5/22	36,1/22	32,9/22
$M^2\,(K\ \pi)_{1/2}$	36,9/29	22,2/29	25,3/29
$M^2\,(K\,\pi)_{3/2}$	12,5/27	14,9/27	15,3/27
$M^2\,(\pi\ \pi)_{0,1}$	18,2/20	16,6/20	19,0/20
$M^2\,(\pi\ \pi)_{2}$	17,4/16	21,9/16	47,2/16
$M^2\,(\pi^+\,\pi^-\,\pi^\circ)$	38,4/28	38,8/28	38,4/28
$M^2\,(\pi^\pm\,\pi^\pm\,\pi^\mp)$	21,5/24	14,3/24	17,2/24
$M^2\,(\pi^\pm\,\pi^\pm\,\pi^\circ)$	33,1/30	24,6/30	28,4/30
$M^2\,(K^\circ_1\,K^\pm\,\pi^\mp)$	33,5/28	20,8/28	24,8/28
$M^2\,(K^\circ_1\,K^\pm\,\pi^\circ)$	20,1/22	11,2/22	15,0/22
$M^2\,(K^\circ_1\,K^\pm\,\pi^\pm)$	26,6/23	15,2/23	24,7/23
$M^2\,(K\,\pi\,\pi)_{1/2}$	41,2/28	38,9/28	50,4/28
$M^2\,(K\,\pi\,\pi)_{3/2}$	66,8/24	31,0/24	33 /24

CHAPITRE III

ETUDE DES ANNIHILATIONS D'ANTIPROTONS EN 5 CORPS DU TYPE $\bar{p}\,p \rightarrow K^\circ\,\bar{K}^\circ\,\pi\,\pi\,\pi$

-:-

I - ETUDE DE L'ETAT FINAL $K_1^\circ\,K_1^\circ\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^\circ$

Les événements de ce type appartiennent à la catégorie 2 V° + 2 branches. Ils ont été obtenus après élimination de tous les événements compatibles avec l'état final $K_1^\circ\,K_1^\circ\,\pi^+\,\pi^-$ (ajustement dynamique à quatre contraintes), et après avoir eux-mêmes subi un ajustement dynamique à une contrainte. Par ailleurs la section efficace d'annihilation en 6 corps $K_1^\circ\,K_1^\circ\,\pi^+\,\pi^-\,\pi^\circ\,\pi^\circ$ est faible.

1) Etude expérimentale

Nous présentons sur les figures (III, 1) et (III, 2) les distributions des carrés des masses effectives des combinaisons de deux et de trois particules de la réaction :

$$\bar{p}\,p \rightarrow K_1^\circ\,K_1^\circ\,\pi^\circ\,\pi^+\,\pi^- \qquad \text{(III, 1)}$$

$$1\quad 2\quad 1\quad 2\quad 3$$

Les courbes (1) sont les courbes d'espace de phase. On peut voir que

a) Le spectre des M^2 ($\pi^+ \pi^- \pi^o$) (fig. III, 2a) montre une très forte production d'ω^o.

b) Le spectre des M^2 ($K_1^o K_1^o \pi^o$) (figure III, 2b) donne une indication pour la production du D^o (13 $\pm$ 5 événements). Par ailleurs le même spectre expérimental est peu compatible avec l'espace de phase dans la région correspondant aux M^2 ($K_1^o K_1^o \pi^o$) comprises entre 1,9 et 2,4 GeV^2 ; cela suggère une production de $K^*(891)$, car nous avons vu dans le chapitre précédent que la production du $K^*(891)$ peut produire une réflexion dans cette région des M^2 ($K \bar{K} \pi$).

c) La distribution expérimentale des M^2 ($K_1^o K_1^o \pi^\pm$) (fig. III, 2c) est peu compatible avec l'espace de phase dans les régions correspondant aux

$$2,0 \leq M^2 (K_1^o K_1^o \pi^\pm) \leq 2,4 \text{ GeV}^2$$
$$\text{et } 1,5 \leq M^2 (K_1^o K_1^o \pi^\pm) \leq 1,9 \text{ GeV}^2$$

Le premier effet suggère comme précédemment une production de $K^*(891)$ à cause de la réflexion sur la distribution des M^2 ($K\bar{K}$) dans cette région, tandis que le second suggère une production de ρ en effet l'espace de phase des M^2 ($K_1^o K_1^o \pi^\pm$) correspondant à l'état final $K_1^o K_1^o \pi^\pm \pi^\pm$ est maximum dans la région (1,5 - 1,9) GeV^2.

d) Le spectre des M^2 ($K_1^o K_1^o$) (figure III, 1a) présente une accumulation d'événements au seuil. Nous avons porté en hachuré sur cette figure les événements de la région du D^o. Nous constatons qu'une partie des événements au seuil peut être attribuée au D^o.

e) Malgré les indications provenant des distributions ($K \bar{K} \pi$), la production du $K^*(891)$ et du ρ n'est pas manifeste sur les spectres ($K \pi$) et ($\pi \pi$). En fait cela n'est pas étonnant car la multiplicité des combinaisons ($K \pi$) est 6 (figure III, 1b), tandis qu'elle est de trois en ce qui concerne les combinaisons $\pi \pi$ (figure III, 1c). D'ailleurs l'étude de la production de ces résonances va nous montrer que cette production n'est pas du tout négligeable.

2) Production de $K^*(891)$, d'ω^o et de ρ.

Pour tenir compte de la production de chacune de ces résonances nous avons ajusté à l'ensemble des distributions expérimentales présentées sur les figures (III, 1) et (III, 2) des spectres correspondant au carré du module de l'amplitude de transition(*)

$$|M|^2 = \alpha\ |M^\mu\ (K^*)|^2 + \beta\ |M^\mu\ (\rho)|^2 + (1 - \alpha - \beta)\ |M^\mu\ (\omega^o)|^2$$

avec

$$|M^\mu\ (K^*)|^2 = \sum_{i=1}^{3} \left| \sum_{j=1}^{2} \bar{p}^{\mu}_{K_j \pi_i}\ BW\ (K_j\ \pi_i) \right|^2$$

$$|M^\mu\ (\rho)|^2 = \sum_{i=1}^{3} \sum_{j=i+1}^{2} \left| \bar{p}^{\mu}_{\pi_i \pi_j}\ BW\ (\pi_i\ \pi_j) \right|^2 \quad (**)$$

$$M^\mu\ (\omega^o) = \varepsilon^{\mu}_{\nu\rho\sigma}\ \bar{p}^{\nu}_{\pi_1}\ \bar{p}^{\rho}_{\pi_2}\ \bar{p}^{\sigma}_{\pi_3}\ BW\ (\pi_1\ \pi_2\ \pi_3)$$

Les courbes (2) sur les figures (III, 1) et (III, 2) correspondent au meilleur ajustement des spectres obtenus à partir de la probabilité de transition écrite ci-dessus. Nous donnons dans la table (III, 3) les valeurs des χ^2 pour chacune des distributions.

Nous constatons que tous les phénomènes signalés précédemment et qui n'étaient pas reproduits par les prédictions du modèle statistique sont reproduits de façon satisfaisante sauf l'accumulation d'événements que nous avons attribuée au D^o et celle observée au seuil des $M^2\ (K^o_1\ K^o_1)$.

(*) Pour les notations on se reportera au chapitre précédent.

(**) Nous utilisons cette expression par simplification. En effet elle n'est pas correcte car on ne tient pas compte d'éventuelles symétries ou asymétries existant entre les π_i et les π_j.

3) Production du D^o dans les événements $K_1^o\ K_1^o\ \pi^o\ \pi^+\ \pi^-$ (*)

Nous allons supposer comme nous l'avons déjà fait lors de l'étude de l'état final $K_1^o\ K^{\pm}\ \pi^{\mp}\ (X^o)$ que l'interaction $K\ \bar{K}$ au seuil signalée ci-dessus est liée à la désintégration du D^o (nous la représenterons par une longueur de diffusion dans l'onde S). L'élément de matrice décrivant la production du D^o s'écrit dans

$$M\ (D^o) = BW\ (K_1^o\ K_1^o\ \pi^o)\ \mathcal{P}$$

avec $$BW = (K_1^o\ K_1^o\ \pi^o) = \frac{1}{M^2_{K_1^o\ K_1^o\pi^o} - M^2_{D^o} + iM_{D^o}\ \Gamma_{D^o}}$$

M_{D^o} = 1290 MeV

Γ_{D^o} = 30 MeV

$$\mathcal{P} = \frac{1}{1+i\,|a|\,p_{K_1^o\ K_1^o}}$$

$|a|$ = 3 fermis

$p_{K_1^oK_1^o}$ = impulsion relative du système $K_1^o\ K_1^o$ évaluée dans son système du centre de masse.

La probabilité de transition tenant compte des productions de résonances dans la réaction (III, 1) s'écrit :

$$|M\ (K^*,\ \rho,\ \omega^o,\ D^o)|^2 = \alpha\ |M\ (K^*)|^2 + \beta\ |M\ (\rho)|^2 + \gamma\ |M\ (\omega^o)|^2 + (1-\alpha-\beta-\gamma)|M(D^o$$

(*) Nous avons vérifié que la production du ρ est nécessaire pour expliquer le spectre des $M^2\ (\pi^+\ \pi^-)$. En effet on aurait pu penser que l'effet attribué au ρ fût en fait une simple réflexion du D^o. Il n'en est rien, car dans cette dernière hypothèse, en supposant une production de K^*, de ω^o et de D^o dans l'état final, le χ^2 correspond à la distribution des $M^2\ (\pi^+\ \pi^-)$ est de 33,5 pour une valeur attendue de 18 ; toute la contribution au χ^2 venant de la région du ρ.

Les courbes (3) des figures (III,1) et (III,2) correspondent au meilleur ajustement des paramètres α, β et γ. La table (III, 3) donne les détails de cet ajustement.

La contribution du D° est faible (2 ± 1 %) et la "bosse" centrée à 1,67 GeV^2 dans la distribution des M^2 (K_1° K_1° π°) n'est pas entièrement reproduite. Cela tient au fait que dans cette réaction l'accumulation au niveau du D° est beaucoup plus étroite que dans les réactions étudiées précédemment. L'ajustement de l'amplitude correspondante au D°, en utilisant la masse et la largeur définies ci-dessus est ainsi plus difficle. Ce dernier fait explique également que l'accumulation au seuil des M^2 (K_1° K_1°) est assez mal reproduite(*)

4) Sections efficaces

Nous avons déterminé les sections efficaces suivantes :

$$\sigma\ (K^*) = 63 \pm 8 \quad \mu b$$
$$\sigma\ (\omega^\circ) = 82 \pm 9 \quad \mu b$$
$$\sigma\ (\rho) = 37 \pm 6 \quad \mu b$$
$$\sigma\ (D^\circ) = 3,7 \pm 1,6 \quad \mu b$$

5) Rapport de branchement $(\omega^\circ \to \pi^+ \pi^- \pi^\circ)/(\omega^\circ \to$ neutres$)$

Ce rapport peut être évalué dans notre expérience à partir des sections efficaces de production d'ω° dans les deux réactions :

$$\bar{p}\ p \to K_1^\circ\ K_1^\circ\ \pi^\circ\ \pi^+\ \pi^-$$
$$\text{et} \qquad \bar{p}\ p \to K_1^\circ\ K_1^\circ\ (\text{neutres}) \qquad \text{(III, 2)}$$

(*) Cette accumulation pourrait encore correspondre à l'une des interactions $(K\ \bar{K})_I = 0$ signalées (réf. I, 13 et III,1). La pauvreté de notre statistique ne nous a pas permis d'étudier cet effet dans la réaction (III, 1).

La figure (III$_{,}$ 4) donne la distribution des carrés des masses manquantes aux deux K_1^o dans la réaction (III$_{,}$2). Nous y constatons trois "pics" correspondant à la production d'un π^o, de l'η^o et de l'ω^o.

Nos meilleures estimations pour les sections efficaces de production de l'η^o et de l'ω^o sont :

$$\sigma\ (\bar{p}\ p \to K_1^o\ K_1^o\ \eta^o) = 12 \pm 3{,}5\ \mu b$$

$$\sigma\ (\bar{p}\ p \to K_1^o\ K_1^o\ \omega^o) = 6{,}2 \pm 2{,}5\ \mu b$$

D'où le rapport de branchement :

$$\frac{\omega^o \to \text{neutres}}{\omega^o \to \pi^+ \pi^- \pi^o} = (7 \pm 3)\%$$

qui est bien compatible avec le rapport tabulé (réf. III$_{,}$ 1) de 9$_{,}$7 %.

II - ETUDE DE LA REACTION $\bar{p}\,p \to K_1^o\,\pi^+\,\pi^-\,(K^o\,\pi^o)$

Les événements satisfaisant à cette réaction appartiennent à la catégorie phénoménologique V^o + 2 branches. Ils sont obtenus après élimination des événements 4 corps $K_1^o\,\pi^+\,\pi^-\,(K^o)$ qui subissent un ajustement dynamique à une contrainte. Les événements de la réaction

$$\bar{p}\,p \to K_1^o\,\pi^+\,\pi^-\,(K^o\,\pi^o) \qquad (III_{,}\,3)$$

ne peuvent subir d'ajustement dynamique, aussi tout événement ayant deux mésons π chargés reconnus à l'ionisation et dont la masse manquante est supérieure à la somme des masses d'un méson K et d'un méson π, sera classé dans ce type d'événements.

Le spectre des masses manquantes n'est pas compatible avec le spectre attendu des combinaisons $(K\,\pi)$, ce qui montre que la production d'événements $K_1^o\,\pi^+\,\pi^-\,(K^o\,\pi^o\,\pi^o)$ n'est pas négligeable, mais elle est tout de même assez faible pour justifier les indications qualitatives qui suivent.

Le K^o non vu dans la chambre pouvant être soit un K_1^o, soit un K_2^o la réaction $(III_{,}\,3)$ est en fait la résultante des deux réactions suivantes

$$\bar{p}\,p \to K_1^o\,\pi^+\,\pi^-\,(K_1^o\,\pi^o) \qquad (III_{,}\,4)$$

et

$$\bar{p}\,p \to K_1^o\,\pi^+\,\pi^-\,(K_2^o\,\pi^o) \qquad (III_{,}\,5)$$

Etude des distributions expérimentales

Nous donnons dans la figure $(III_{,}\,5)$ les distributions des carrés des masses effectives accessibles expérimentalement dans la réaction $(III_{,}\,3)$. Les courbes (1) qui y ont été tracées, sont les courbes d'espace de phase .

En dehors de la production de $K^*(891)$ décelable sur la distribution présentée sur la figure (III, 5B), nous ne constatons aucun autre phénomène significatif. En particulier la distribution des M^2 $(\pi^+ \pi^-)$ ne semble pas montrer une production de ρ°, et la distribution des M^2 $(K_1^\circ (K^\circ \pi^\circ))$ ne donne aucun indice pour une production de D°.

La seule conclusion que nous pouvons tirer de l'étude de cette réaction, est qu'elle est dominée par la production de K^*. Toutefois l'estimation de celle-ci est délicate, car l'accumulation qu'on peut attribuer au K^* dans la distribution des M^2 $(K_1^\circ \pi^\pm)$ est décalée par rapport à la masse du K^* habituelle.

Enfin nous donnons (fig. III, 5E) la distribution des M^2 $(K_1^\circ K_2^\circ \pi^\circ)$ obtenue par soustraction à partir des réactions (III, 1) et (III, 3). Elle ne présente aucune accumulation significative dans la région du D°. La section efficace de production du D° dans la réaction (III, 5) est donc compatible avec zéro.

=:=

F I G U R E S

Figure III, 1 - Distributions des carrés des masses effectives des combinaisons de 2 particules relatives à la réaction $\bar{p}\ p \to K_1^o\ K_1^o\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^o$

- Les courbes (1) correspondent à un modèle statistique
- Les courbes (2) tiennent compte d'une production de 44 % d'ω^o, de 22 % de ρ et de 34 % de K^*.
- Les courbes (3) qui n'ont été reportées que sur les distributions des $M^2\ (K_1^o\ \bar{K}_1^o)$ et $M^2\ (K_1^o\ K_1^o\ \pi^o)$ tiennent compte en plus de la production de $(2 \pm 1)\%$ de D^o.

Figure III, 2 - Distributions des carrés des masses effectives des combinaisons de 3 particules relatives à la réaction $\bar{p}\ p \to K_1^o\ K_1^o\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^o$

Les courbes portées sur ces distributions correspondent aux hypothèses explicitées ci-dessus.

Table III, 3 - Elle donne le résumé relatif à l'étude de la réaction $\bar{p}\ p \to K_1^o\ K_1^o\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^o$.

Figure III, 4 - Distribution des carrés des masses manquantes aux particules vues dans la réaction $\bar{p}\ p \to K_1^o\ K_1^o$ (neutres).

Figure III, 5 - Distributions des carrés des masses effectives de la réaction $\bar{p}\ p \to K_1^o\ (K^o\ \pi^o)\ \pi^+\ \pi^-$. Le système $(K^o\ \pi^o)$ n'est pas vu dans la chambre à bulles. Les courbes (1) sont déduites d'un modèle statistique. Les courbes (2) tiennent compte de la production dans cette réaction de 66 % de $K^*(891)$, de 22 % de ρ et de 12 % d'ω^o et ont été obtenues par l'ajustement des spectres déduits de la probabilité de transition suivante :

$$|M(K^*, \rho, \omega^o)|^2 = \alpha|M\ (K^*)|^2 + \beta|M(\rho)|^2 + \gamma|M(D^o)|^2 + (1 - \alpha - \beta - \gamma)|M(\omega^o)|^2$$

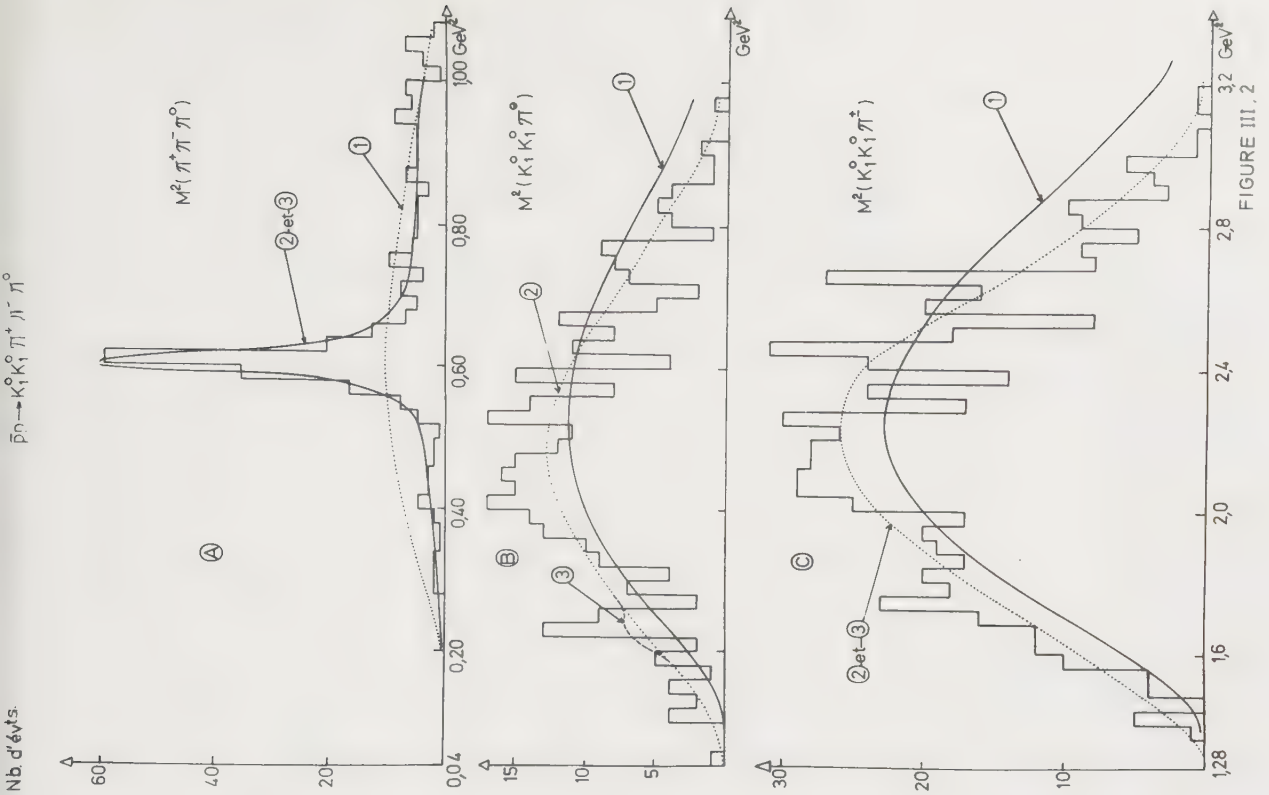


FIGURE III . 2

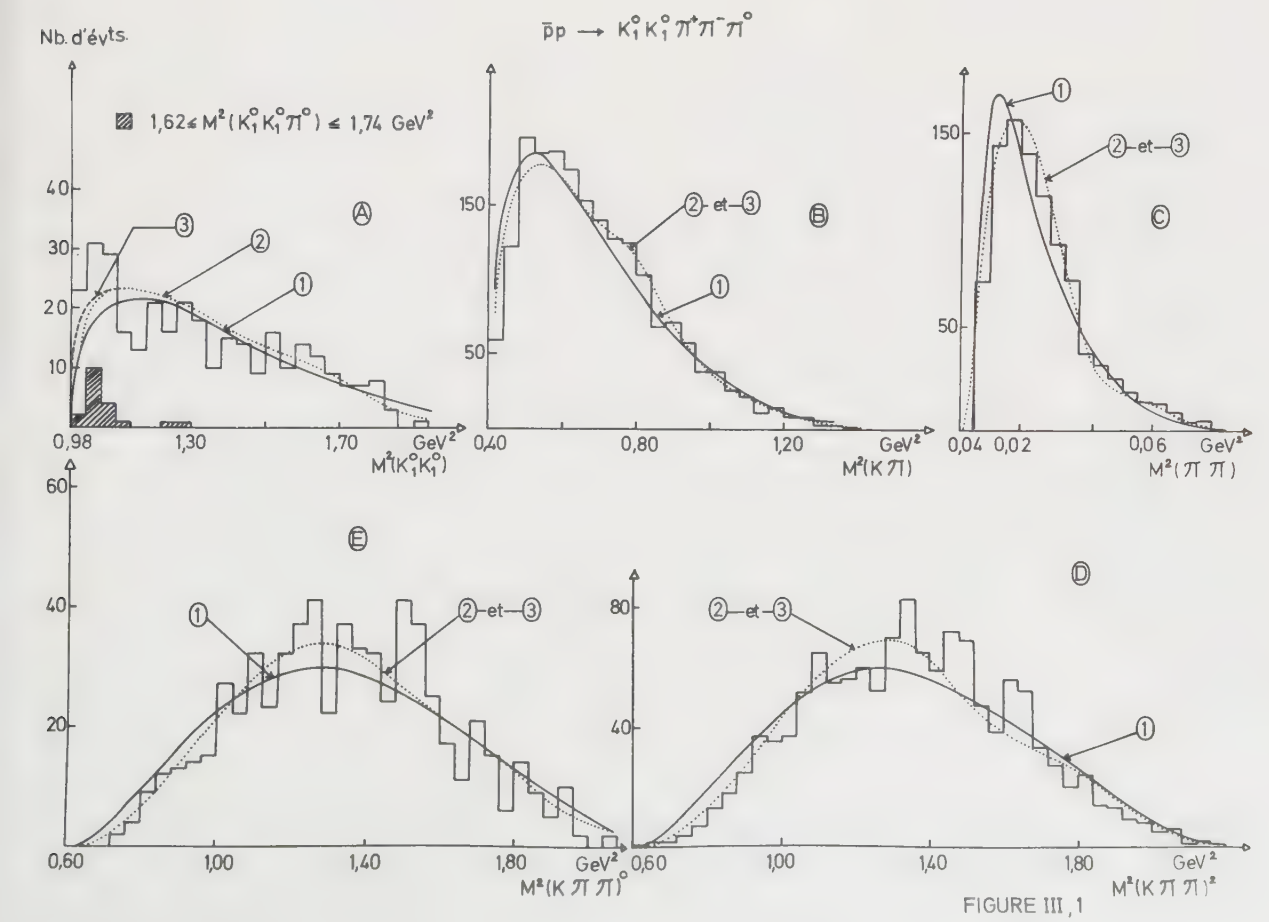


FIGURE III , 1

TABLE III, 3

Etude de la réaction $\bar{p}\,p \to K_1^o\,K_1^o\,\pi^o\,\pi^+\,\pi^-$

Hypothèse	$\alpha\|M(K^*)\|^2+\beta\|M(\rho)\|^2 + (1-\alpha-\beta)\|M(\omega^o)\|^2$	$\alpha\|M(K^*)\|^2+\beta\|M(\rho)\|^2 + \gamma\|M(D^o)\|^2 + (1-\alpha-\beta-\gamma)\|M(\omega^o)\|^2$
Paramètre	$\alpha = .33 \pm .02$ $\beta = .22 \pm .04$ $1-\alpha-\beta = .45 \pm .01$	$\alpha = .34 \pm .02$ $\beta = .20 \pm .05$ $\gamma = .02 \pm .01$ $1-\alpha-\beta-\gamma = .44 \pm .01$
$\chi^2_{total}/\langle\chi^2\rangle$	296,6/234	307,3/234
Ecarts	2,8	3,2
$\chi^2_{partiels}/\langle\chi^2\rangle$ / Distributions		
$M^2\ (K_1^o\,K_1^o)$	38,9/23	36,9/23
$M^2\ (K\pi)$	45,9/24	45,8/24
$M^2\ (\pi\ \pi)$	10,4/18	10,6/18
$M^2\ (\pi^+\,\pi^-\,\pi^o)$	16 /19	16,2/19
$M^2\ (K_1^o\,K_1^o\,\pi^o)$	32,3/37	36,7/37
$M^2\ (K_1^o\,K_1^o\,\pi^\pm)$	43,3/40	51,6/40
$M^2\ (K_1^o\,\pi^\pm\,\pi^o)$	61,8/40	60,8/40
$M^2\ (K_1^o\,\pi^+\,\pi^-)$	48 /33	48,7/40

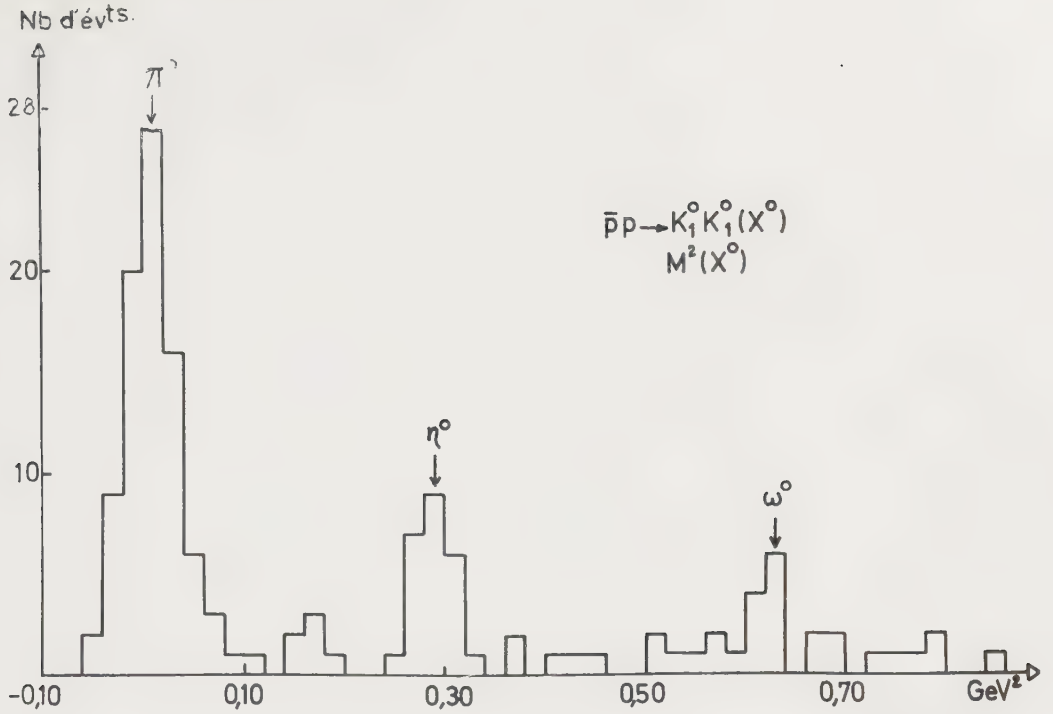


FIGURE III.4

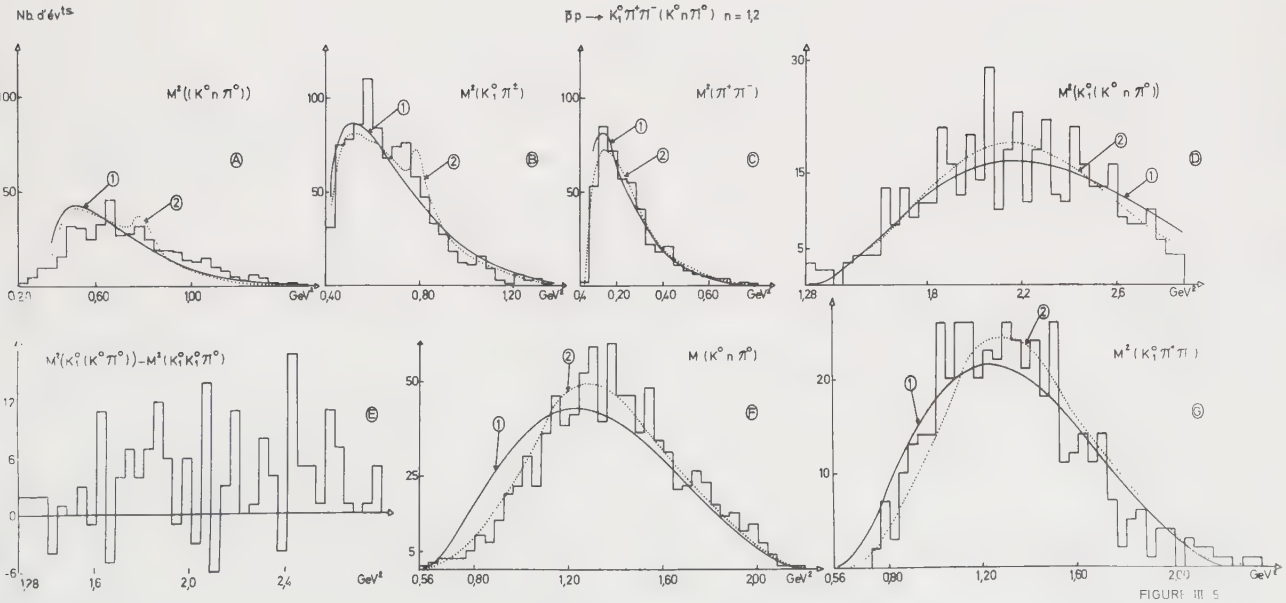


FIGURE III.5

T R O I S I E M E P A R T I E

-:-

ETUDE DES NOMBRES QUANTIQUES DU D°

CHAPITRE I.-

Etude de la production du D°. Détermination de sa masse et de sa largeur.

CHAPITRE II.-

Spin isotopique, conjugaison de charge et G parité du D°.

CHAPITRE III.-

Spin et parité du D°.

CHAPITRE I

ETUDE DE LA PRODUCTION DU D^o.
DETERMINATION DE SA MASSE ET DE SA LARGEUR.

-:-

L'étude, dans la deuxième partie de ce travail, des réactions

$$\bar{p}\ p \rightarrow K_1^o\ K^{\pm}\ \pi^{\mp}\ \pi^{\mp}\ \pi^o\ \pi^{\pm} \qquad (I, 1)$$

$$\bar{p}\ p \rightarrow K_1^o\ K^{\pm}\ \pi^{\mp}\ \pi^{\mp}\ \pi^{\pm} \qquad (I, 2)$$

$$\bar{p}\ p \rightarrow K_1^o\ K^{\pm}\ \pi^{\mp}\ (X^o) \qquad (I, 3)^{(*)}$$

$$\bar{p}\ p \rightarrow K_1^o\ K_1^o\ \pi^o\ \pi^+\ \pi^- \qquad (I, 4)^{(**)}$$

$$\bar{p}\ p \rightarrow K_1^o\ (K^o\ \pi^o)\ \pi^+\ \pi^- \qquad (I, 5)^{(*)}$$

nous a permis de montrer l'existence d'une singularité nouvelle dans le système ($K\ \bar{K}\ \pi$) de charge nulle. Sa faible largeur (30 ± 5 MeV), nous fait penser qu'elle pourrait avoir les caractéristiques d'une résonance que nous avons appelée D^o. Il est difficile d'assimiler cette résonance au A_2 (réf. III, 1), bien que la masse de celui-ci, d'ailleurs mal connue, soit parfaitement compatible avec celle du D^o. En effet la largeur du A_2 (80 MeV) est de beaucoup supérieure à celle que

---

(*) X^o ou ($K^o\ \pi^o$) est pris ici pour l'ensemble des particules neutres non vues dans la chambre à bulles.

(**) Dans cette troisième partie de notre travail, nous supposerons que les événements de la réaction (I, 4) ne contiennent pas les événements donnant du ω^o.

nous pouvons donner au D^o (voir deuxième partie). Par contre elle peut être identifiée avec la résonance $(K \bar{K} \pi)^o$ observée par Miller et al (réf. III, 4) dans les interactions π^- p de 1,7 à 4,2 GeV/c, dont la masse est 1280 ± 10 MeV et la largeur 40 ± 10 MeV, et à laquelle ils ont donné le nom de "D^o". C'est la raison pour laquelle nous appelons également D^o le phénomène que nous observons.

Dans le présent chapitre nous étudierons la production du D^o dans notre expérience et donnerons une détermination précise de sa masse et de sa largeur. Dans les chapitres suivants nous essayerons de déterminer ses nombres quantiques.

I - ETUDE DE LA PRODUCTION DU D.

Lors de l'étude des réactions (I, 1) et (I, 2) menée dans la deuxième partie de ce travail, nous avons introduit une production associée D^o ω^o et D^o ρ^o respectivement pour (I, 1) et (I, 2). Nous allons essayer de justifier ici l'existence de ces états finals.

1) Recherche de l'état final D^o ω^o

L'analyse de la réaction (I, 1) a permis de mettre en évidence (deuxième partie) une forte production d'ω^o (780 MeV). La figure (I, 2) montre le diagramme des M^2 $(K_1^o K^+ \pi^-)$ en fonction des M^2 $(\pi^+ \pi^- \pi^o)$. Nous remarquons une forte accumulation de points à l'intersection des régions du D^o et du ω^o (*).

(*) Nous entendons par événements se trouvant dans la région du ω^o [D^o] ceux pour lesquels la M^2 $(\pi^+ \pi^- \pi^o)$ [M^2 $(K_1^o K^+ \pi^-)$] est comprise entre 0,56 et 0,64 GeV^2 [1,62 - 1,74 GeV^2].

En fait la réaction (I, 1) permet de définir deux combinaisons $\pi^+ \pi^- \pi^o$ et $K_1^o K^\pm \pi^\mp$, aussi avons nous représenté sur le diagramme, par des points, le couple ($\pi^+ \pi^- \pi^o$, $K_1^o K^\pm \pi^\mp$) pour lequel la combinaison $\pi^+ \pi^- \pi^o$ donne une masse effective plus proche de la masse du ω^o que la combinaison du second couple, représenté par une croix. Nous constatons ainsi que la plupart des couples ($\pi^+ \pi^- \pi^o$, $K_1^o K^\pm \pi^\mp$) représentés par des points sont placés à l'intersection des bandes du D^o et du ω^o, ce qui suggère :

- soit une production associée $D^o \omega^o$
- soit l'existence d'un effet cinématique dû à la production du ω^o et qui concentre les masses effectives ($K \bar{K} \pi$) dans la région du D.

Nous devons chercher à préciser ce dernier point. Pour cela nous nous posons les trois questions suivantes :

a) la "bosse" ($K \bar{K} \pi$) est-elle seulement vue pour les événements qui contiennent une combinaison $\pi^+ \pi^- \pi^o$ dont la masse effective est dans la région du ω^o ?

b) s'il n'en est pas ainsi, la "bosse" ($K \bar{K} \pi$) est-elle une réflexion cinématique due au fait que le π du système ($K \bar{K} \pi$) forme le ω^o.

c) si l'objection b) peut être éliminée la "bosse" ($K \bar{K} \pi$) peut elle être interprétée comme une production statistique décrivant l'état final $K \bar{K} \pi \omega^o$.

La figure (I, 1c) montre la distribution des carrés des masses effectives du système neutre ($K \bar{K} \pi$) pour les événements qui n'ont pas de combinaison ($\pi^+ \pi^- \pi^o$) dont la masse effective est dans la bande du ω^o. L'absence de "bosse" centrée à 1,67 GeV^2 démontre que l'effet ($K \bar{K} \pi$) désigné sous le nom de D^o est associé à la production de ω^o. La courbe tracée sur cette figure et qui tient compte de la production associée $D^o \omega^o$ explique assez bien la distribution expérimentale.

La figure (I, 1a) donne la distribution des carrés des masses effectives du système neutre ($K \bar{K} \pi$) pour les événements contenant un ω°, le π du système ($K \bar{K} \pi$) n'entrant pas dans la combinaison $\pi^+ \pi^- \pi^\circ$ qui forme l'ω°. Les M^2 ($K_1^\circ K^\pm \pi^\mp$) utilisant le $\pi^\mp$ de la combinaison ($\pi^+ \pi^- \pi^\circ$) qui forme l'ω° sont données par la distribution de la figure (I, 1b). La comparaison des figures (I, 1a) et (I, 1b) élimine l'objection b). La courbe (1) portée sur la figure (I, 1a), tenant compte de l'état final $K \bar{K} \pi \omega$ (*), laisse inexpliquée la région du D où une accumulation d'événements centrés à 1,67 GeV^2 reste significative. Un ajustement de la courbe précédente et d'une courbe tenant compte de la production du D, donne une production de $\underline{80 \pm 9}$ événements pour l'état final $D^\circ \omega^\circ$. La courbe (2) reportée sur la figure (I, 1a) tient compte de cet ajustement.

Le mode de désintégration du ω° en $\pi^+ \pi^- \pi^\circ$ n'est pas son seul mode de désintégration accessible dans notre expérience. En effet dans la réaction (I, 3) où (X°) est pris pour l'ensemble des particules neutres produites, le ω° peut être présent par l'intermédiaire de ses modes neutres de désintégration. Or nous savons que :

$$\mathcal{R} \frac{(\omega^\circ \to \text{neutres})}{\omega^\circ \to \pi^+ \pi^- \pi^\circ} \simeq \frac{1}{9}$$

Nous devons donc observer dans la réaction (I, 3) 9 ± 3 événements $D^\circ \omega^\circ$. La figure (I, 3a) donne les carrés des masses effectives du système (X°) pour les événements dont les M^2 ($K_1^\circ K^\pm \pi^\mp$) sont dans la région du D°. La courbe qui y est tracée est l'idéogramme gaussien des M^2 (X°). Cette courbe présente une légère "bosse" centrée à la masse du ω°. Nous estimons que la production $D^\circ \omega^\circ$ ($\omega^\circ \to$ neutres) admet pour limite supérieure 6 ± 3 événements, ce qui est compatible avec la prédiction faite ci-dessus.

(*) En fait cette courbe tient également compte de la production de $K^*(891)$ dans la réaction (I, 1) et d'un fond d'événements non résonnants.

2) Recherche de l'état final $D^\circ \eta^\circ$

Comme le ω°, le η° est une résonance de spin isotopique I = 0 dont les modes de désintégrations ($\pi^+ \pi^- \pi^\circ$ et modes neutres) sont accessibles dans notre expérience. Il est donc intéressant de regarder le système neutre ($K \bar{K} \pi$) lorsque celui-ci est produit en association avec le η°(*).

Dans le cas du η°, le rapport de branchement $\mathcal{R} \dfrac{(\eta^\circ \to \text{neutres})}{\eta^\circ \to \pi^+ \pi^- \pi^\circ}$ est égal à 3,3 environ. Aussi par opposition avec ce que nous avons fait pour le ω°, rechercherons nous tout d'abord les modes neutres du η°.

La figure (I, 3a) donne la distribution des masses manquantes (M^2 (X°)) aux particules vues dans la réaction (I, 3) pour les événements dont les M^2 ($K_1^\circ K^\pm \pi^\mp$) sont dans la région du D. Nous constatons une accumulation d'événements au niveau de la masse du η° (550). Nous estimons que dans cette réaction l'état final $D^\circ \eta^\circ$ correspond à 9 ± 4 événements ce qui implique 3 ± 1 événements D° associés au mode de désintégration $\pi^+ \pi^- \pi^\circ$ du η°. La figure (I, 2) relative à la réaction (I, 1) permet d'estimer que l'état final $D^\circ \eta^\circ$ (avec $\eta^\circ \to \pi^+ \pi^- \pi^\circ$) correspond à 2 ± 3 événements ce qui est compatible avec la prédiction.

3) Recherche de l'état final $D^\circ \rho^\circ$

Nous venons de voir que le D avait tendance à être produit en association avec des résonances de spin isotopique I = 0 (ω°, η°). Nous allons essayer de voir si le D n'est pas également produit en association avec des résonances de spin isotopique égal à 1.

La figure (I, 3b) montre le spectre des M^2 ($\pi^+ \pi^-$) de la réaction (I, 2) lorsque les M^2 ($K_1^\circ K^\pm \pi^\mp$) sont dans la région du D. Nous y constatons une accu-

---

(*) Nous avons examiné d'autres systèmes neutres ($K_1^\circ K_1^\circ$ en particulier) produits en association avec le ω° et le η°. Ces systèmes ne présentent pas de "bosses" centrées à 1,67 GeV^2.

mulation d'événements dans la région du ρ^0 (750)(*). Le même phénomène se produit pour les événements de la réaction (I, 4) lorsque les M^2 (K_1^0 K_1^0 π^0) sont dans la région du D (figure I, 3c).

Nous donnons maintenant (figure I, 4) les carrés des masses effective des systèmes ($K \bar{K} \pi$) pour les réactions (I, 2), (I, 4) et (I, 5) lorsqu'une combinaison $\pi^+ \pi^-$ donne une M^2 ($\pi^+ \pi^-$) dans la région du ρ. La figure (I, 4d) - somme des distributions (a), (b) et (c) de la figure (I, 4) - donne les M^2 $[(K \bar{K} \pi)^0]$ associées au ρ^0. La courbe (2) qui y a été tracée tient compte de la production du D ainsi que d'un fond non résonnant correspondant à l'état final $K \bar{K} \pi \rho$ (courbe (1)). Nous estimons ainsi que dans la réaction (I, 2) 40 ± 10 événements proviennent de ce même état final.

La figure (I, 4c) donne les M^2 ($K \bar{K} \pi$) pour la réaction (I, 5) lorsque la M^2 ($\pi^+ \pi^-$) est dans la région du ρ^0. Nous n'y constatons aucune accumulation d'événements dans la région du D. Une limite supérieure obtenue par soustractions pour l'état final $D^0 \rho^0$ (avec $D^0 \to K_1^0 K_2^0 \pi^0$) correspond à 0 ± 3 événemen produits.

Dans l'étude de l'état final $D\rho$ il est encore intéressant de rechercher l'état final $D^\pm \rho^\mp$ qui dans notre expérience est accessible dans la réaction (I, 4). Nous donnons (figure I, 4e) les distributions des carrés des masse effectives du système (K_1^0 K_1^0 $\pi^\pm$). Aucune accumulation ne se manifeste dans la région du D. La courbe qui a été tracée sur la figure correspond à une production statistique de l'état final $K \bar{K} \pi \rho$. Nous estimons que dans la réaction (I, 4) l'état final $D^\pm \rho^\mp$ correspond à une limite supérieure de 2 ± 3 événement produits.

(*) Nous entendons dans cette étude par événements dans la région du ρ, les événements dont les M^2 ($\pi^+ \pi^-$) sont comprises entre 0,49 et 0,64 GeV^2.

4) Recherche de l'état final $D^\circ \pi^\circ$

Nous venons de voir que dans les annihilations d'antiprotons de 1,18 GeV/c le D est produit en association avec des résonances de spin isotopique égal à 0 (ω°, η°) et 1 (ρ). L'état final $D^\circ \pi^\circ$ devrait donc être produit dans les états finals à quatre corps et en particulier dans les réactions :

$$\bar{p}\, p \to K_1^\circ\, K^\pm\, \pi^\mp\, \pi^\circ \qquad (I, 8)$$

$$\bar{p}\, p \to K_1^\circ\, K_1^\circ\, \pi^+\, \pi^- \qquad (I, 9)$$

$$\bar{p}\, p \to K_1^\circ\, (K^\circ)\, \pi^+\, \pi^- \qquad (I, 10)$$

L'analyse de ces réactions (réf. I, 13) est faite dans la thèse de A.M. Adamson (réf. III, 2).

Elles sont caractérisées par une production très abondante de $K^*(891)$ et de ρ (750). Les spectres des carrés des masses effectives des systèmes ($K \bar{K} \pi$) de ces réactions ne présentent par contre aucune accumulation significative dans la région du D (réf. III, 2). Cependant, nous ne pouvons pas prédire la section efficace des états finals $D^\circ \pi^\circ$ à partir de celles des états finals $D^\circ \omega^\circ$, $D^\circ \eta^\circ$ ou $D \rho$. Aussi cette absence pourrait n'être pas trop inquiétante. En fait comme nous le verrons ci-dessous la désintégration du D° est caractérisée, par une forte accumulation d'événements au voisinage des valeurs basses de masses effectives $K \bar{K}$, aussi avons-nous pensé que si le D était produit dans les états finals à quatre corps, son observation serait facilitée par une sélection effectuée sur les masses effectives $K \bar{K}$.

La figure (I, 5) présente les distributions des M^2 ($K \bar{K} \pi$) dans les réactions (I, 8), (I, 9) et (I, 10) pour les événements dont les M^2 ($K \bar{K}$) sont inférieures à 1,1 GeV^2. Les courbes (1) que nous avons portées sur les différents spectres correspondent à une production statistique relative aux états finals $K \bar{K} \pi \pi$ ici étudiés. Cette courbe suffit à rendre compte des spectres des systèmes ($K \bar{K} \pi$) simplement chargés [figures (I, 5b), (I, 5c) et (I, 5d)] mais elle est insuffisante pour expliquer le spectre du système ($K \bar{K} \pi$) de charge nulle de

la réaction (I_s 8) qui présente une accumulation d'événements dans la région du D^o. La courbe (2) qui reproduit cette accumulation suppose l'existence du D dans la réaction (I_s 8). Nous donnons dans la table (I_s 6) le nombre d'événements observés pour chacun des états finals $D^o \pi^o$ et $D^{\pm} \pi^{\mp}$.

La réaction (I_s 10) est en fait composée des états finals suivants :

$$\bar{p}\, p \to K_1^o\, (K_1^o)\, \pi^+\, \pi^- \qquad (I_s\ 11)$$

$$\bar{p}\, p \to K_1^o\, (K_2^o)\, \pi^+\, \pi^- \qquad (I_s\ 12)$$

Dans la réaction (I_s 12) nous estimons que l'état final $D^{\pm} \pi^{\mp}$ correspond à 0 ± 3 événements produits (figure I_s 5e).

5) Conclusion

Lorsque le D est produit dans les annihilations $\bar{p}\, p$ à 1,18 GeV/c il semble toujours l'être en association avec une particule (π^o) ou une résonance (ρ^o, ω^o, η^o) et une seule, en sorte qu'il apparaît toujours(*) dans des états finals à 2 corps. Ceci simplifiera l'étude qui va suivre et permettra de sélectionner facilement les événements D.

La table (I_s 6) résume les différentes productions données au cours de cette étude.

(*) Il n'est du moins pas nécessaire d'introduire d'autres états finals à 3 ou 4 corps comme par exemple $D\, \pi\, \pi$ ou $D\, \pi\, \pi\, \pi$.

II - MASSE ET LARGEUR DU D°

1) Résolution expérimentale

Nous allons utiliser les distributions expérimentales du ω° pour estimer la résolution expérimentale de notre expérience.

Nous montrons (fig. I, 7a et 7b) les idéogrammes expérimentaux(*) des M^2 $(\pi^+ \pi^- \pi^\circ)$ pour les réactions (I, 1) et (I, 4), pour des masses voisines de la masse du ω°. Nous avons vu en effet que ces réactions sont dominées par la production de cette résonance. Les distributions(**) ainsi obtenues sont en accord avec les distributions gaussiennes des erreurs (courbe en trait continu sur la figure) obtenues en prenant X_o(*) égale au carré de la masse du ω°.

En supposant que toutes les particules intervenant dans les masses effectives utilisées pour l'analyse physique ont un comportement semblable quant aux erreurs, nous pouvons déduire de notre étude que la résolution en masse effective de notre expérience est de l'ordre de 20 MeV. Il en résulte que la mesure de largeur de résonances inférieure à 20 MeV sera très difficile dans notre expérience.

(*) Si un événement est caractérisé par sa masse effective carrée X_o, la racine carrée de la variance σ est son poids W, on porte alors dans la distribution des M^2 (X°) une quantité W_1 distribuée à travers ℓ intervalles, en commençant à l'intervalle k_1 tel que $k_1 = X_o - 3\sigma$ et jusqu'à l'intervalle $k_\ell = X_o + 3\sigma$, chacun de ces intervalles recevant une quantité égale à :

$$W_1 = \frac{1.0027 \quad W}{\sigma \sqrt{2\pi}} \int_{X_k}^{X_k + \Delta X} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{X - X_o}{\sigma}\right)^2\right] dX$$

sauf si $k = k_1$ alors $X_k = X_o - 3\sigma$

et $k = k_\ell$ alors $X_k = X_o + 3\sigma$

ΔX est la largeur de l'intervalle de la distribution considérée.

(**) La distribution provenant de la réaction (I,1) est un peu dissymétrique. Ceci provient du fait que dans cette réaction il y a deux combinaisons $\pi^+ \pi^- \pi^\circ$ susceptibles de donner le ω°. Nous avons utilisé ici la combinaison dont la masse effective est la plus proche de la masse connue du ω°.

2) Masse et largeur du D°

La figure (I, 7c) donne l'idéogramme expérimental des M^2 ($K_1^\circ K^\pm \pi^\mp$) provenant des réactions :

$$\bar{p}\, p \rightarrow K_1^\circ K^\pm \pi^\mp \rho^\circ$$
$$\rho^\circ \rightarrow \pi^+ \pi^-$$

et

$$\bar{p}\, p \rightarrow K_1^\circ K^\pm \pi^\mp \omega^\circ$$
$$\omega^\circ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^\circ$$

La valeur centrale de cette distribution est

$$M_{D^\circ} = 1290 \pm 5 \text{ MeV}$$

La courbe en trait continu, tracée sur la figure, représente la distribution gaussienne des erreurs des M^2 ($K_1^\circ K^\pm \pi^\mp$). Nous constatons que la largeur expérimentale du D° est supérieure à la résolution expérimentale. La large naturelle du D° est donc incompatible avec zéro. Une limite inférieure de cette largeur naturelle du D° est :

$$\Gamma_D \simeq 25 \text{ MeV}.$$

III - SECTIONS EFFICACES DE PRODUCTION DU D°

La table ci-dessous donne les sections efficaces de production du D° dans les états finals à 2 corps du type :

$$\bar{p}\ p \to D^\circ\ X^\circ$$

Réactions étudiées		Section efficace en μb
$\bar{p}\ p \to D^\circ\ \rho^\circ$	$K_1^\circ\ K_1^\circ\ \pi^\circ\ \pi^+\ \pi^-$	4 ± 2
	$K_1^\circ\ K^\pm\ \pi^\mp\ \pi^+\ \pi^-$	13 ± 4
$\bar{p}\ p \to D^\circ\ \omega^\circ$	$K_1^\circ\ K^\pm\ \pi^\mp\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^\circ$	30 ± 4
	$K_1^\circ\ K^\pm\ \pi^\mp$ (neutres)	$1,9 \pm 1,5$
$\bar{p}\ p \to D^\circ\ \eta^\circ$	$K_1^\circ\ K^\pm\ \pi^\mp\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^\circ$	$0,8 \pm 0,8$
	$K_1^\circ\ K^\pm\ \pi^\mp$ (neutres)	7 ± 3
$\bar{p}\ p \to D^\circ\ \pi^\circ$	$K_1^\circ\ K^\pm\ \pi^\mp\ \pi^\circ$	$11,2 \pm 3$

F I G U R E S

Figure I, 1 - a) Distribution des carrés des masses effectives du système (K_1^o $K^{\pm}$ de la réaction $\bar{p}$ p → K_1^o $K^{\pm}$ $\pi^{\mp}$ $\pi^{\mp}$ $\pi^{\pm}$ π^o correspondant à la combinaison (π^+ π^- π^o) dont la masse effective est la plus proche de la masse du ω^o, ces M^2 (π^+ π^- π^o) étant comprises entre .56 et .64 Ge La courbe (1) est l'espace de phase (K $\bar{K}$ π) correspondant à l'état final (K $\bar{K}$ π) ω^o. La courbe (2) tient compte de la product associée $D^o\omega^o$ (100 %).

b) Distribution des carrés des masses effectives du système (K_1^o $K^{\pm}$ dont le $\pi^{\mp}$ est dans la combinaison qui donne pour le système π^+ π^- π^o la masse effective la plus voisine de la masse du ω^o. La courbe qui a été tracée sur l'histogramme, tient compte d'une production associée D^o ω^o.

c) Distribution des M^2 (K_1^o $K^{\pm}$ $\pi^{\mp}$) de la réaction $\bar{p}$ p → K_1^o $K^{\pm}$ $\pi^{\mp}\pi^{\mp}\pi^{\pm}$ les événements pour lesquels les M^2 ($\pi^{\pm}$ $\pi^{\mp}$ π^o) sont dans la régio du ω^o étant exclus. La courbe portée sur la figure, tient compte d'une production associée D^o ω^o

Figure I, 2 - Diagramme des M^2 (K_1^o $K^{\pm}$ $\pi^{\mp}$) = f (M^2 ($\pi^{\pm}$ $\pi^{\mp}$ π^o)) dans $\bar{p}$ p → $K_1^oK^{\pm}\pi^{\mp}\pi^{\mp}$ Les distributions (A) correspondent à la projection des points sur les deux axes, tandis que les spectres (B) correspondent à celle des croix.

Figure I, 3 - a) Distribution des M^2 (X^o) dans $\bar{p}$ p → K_1^o $K^{\pm}$ $\pi^{\mp}$ (X^o). La courbe tracée sur l'histogramme expérimental est un idéogramme gaussien relatif aux événements étudiés.

b) Distribution des M^2 ($\pi^+ \pi^-$) de la réaction $\bar{p}\, p \to K_1^o\, K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^{\mp} \pi^{\pm}$ lorsque les M^2 ($K_1^o\, K^{\pm} \pi^{\mp}$) sont comprises entre 1.62 et 1.74 GeV^2.

c) Distribution des M^2 ($\pi^+ \pi^-$) de la réaction $\bar{p}\, p \to K_1^o\, K_1^o\, \pi^o\, \pi^+\, \pi^-$ pour les événements qui ne donnent pas l'ω^o et dont les M^2 ($K_1^o\, K_1^o \pi^o$) sont dans la région du D^o.

Figure I. 4 - a) Distribution des M^2 ($K_1^o\, K^{\pm} \pi^{\mp}$) dans $\bar{p}\, p \to K_1^o\, K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^{\mp} \pi^{\pm}$ pour les événements dont les M^2 ($\pi^{\mp} \pi^{\pm}$) sont comprises entre .49 et .64 GeV^2.

b) Distribution des M^2 ($K_1^o\, K_1^o\, \pi^o$) dans $\bar{p}\, p \to K_1^o\, K_1^o\, \pi^o\, \pi^+\, \pi^-$ pour les événements dont les M^2 ($\pi^+ \pi^-$) sont comprises entre 0.49 et .64 GeV^2.

c) Distribution des M^2 [K_1^o ($K^o\, \pi^o$)] dans $\bar{p}\, p \to K_1^o$ ($K^o \pi^o$) $\pi^+\, \pi^-$ pour les événements dont les M^2 ($\pi^+ \pi^-$) sont comprises entre .49 et .64 GeV^2.

d) Somme des distributions des figures (a) et (b).

e) Distribution des M^2 ($K_1^o\, K_1^o\, \pi^{\pm}$) dans $\bar{p}\, p \to K_1^o\, K_1^o\, \pi^o\, \pi^+\, \pi^-$ pour les événements dont les M^2 ($\pi^o\, \pi^{\pm}$) sont comprises entre .49 et .64 GeV^2.

Figure I. 5 - Pour l'ensemble des spectres présentés sur cette figure, nous avons sélectionnés les événements dont les M^2 ($K\, \bar{K}$) sont inférieures à 1.1 GeV^2.

a) Distribution des M^2 ($K_1^o\, K^{\pm} \pi^{\mp}$) dans $\bar{p}\, p \to K_1^o\, K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^o$.
La courbe (1) est un espace de phase . La courbe (2) tient compte de 12 % d'événements D^o produits dans cette réaction.

b) Distribution des M^2 ($K_1^o\, K^{\pm} \pi^o$) dans $\bar{p}\, p \to K_1^o\, K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^o$. La courbe portée sur la distribution est un espace de phase .

c) Distribution des M^2 (K_1^o (K^o) $\pi^{\pm}$) dans $\bar{p}\,p \to K_1^o\,(K^o)\,\pi^+\,\pi^-$. La courbe est un espace de phase .

d) Distribution des M^2 ($K_1^o\,K_1^o\,\pi^{\pm}$) dans $\bar{p}\,p \to K_1^o\,K_1^o\,\pi^+\,\pi^-$. La courbe est un espace de phase .

e) Distribution des M^2 ($K_1^o\,K_2^o\,\pi^{\pm}$) obtenue par soustraction à partir des distribution des M^2 ($K_1^o\,K^o\,\pi^{\pm}$) et M^2 ($K_1^o\,K_1^o\,\pi^{\pm}$).

Table I, 6 - Résumé des nombres d'événements D^o produits dans les états finals à 4, 5 et 6 corps.

Figure I, 7 - Les courbes tracées sur les histogrammes sont les distributions gaussiennes des erreurs.

a) Distribution des carrés des masses effectives de la combinaison ($\pi^+\,\pi^-\,\pi^o$) dont la masse effective est la plus proche de la masse du ω^o, dans la réaction $\bar{p}\,p \to K_1^o\,K^{\pm}\,\pi^{\mp}\,\pi^{\mp}\,\pi^{\pm}\,\pi^o$.

b) Distribution des M^2 ($\pi^+\,\pi^-\,\pi^o$) de la réaction $\bar{p}\,p \to K_1^o\,K_1^o\pi^+\pi^-\pi$

c) Distribution des M^2 $[(K\,\bar{K}\,\pi)^o]$.

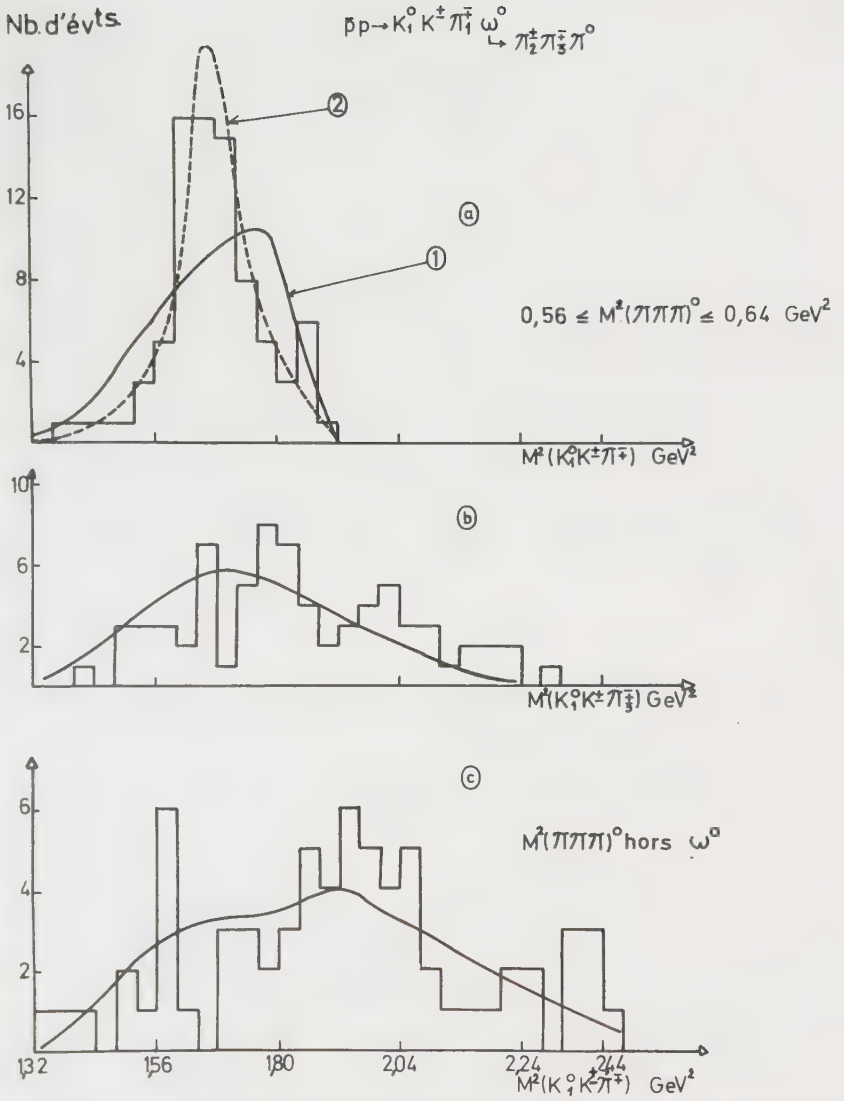


FIGURE I,1

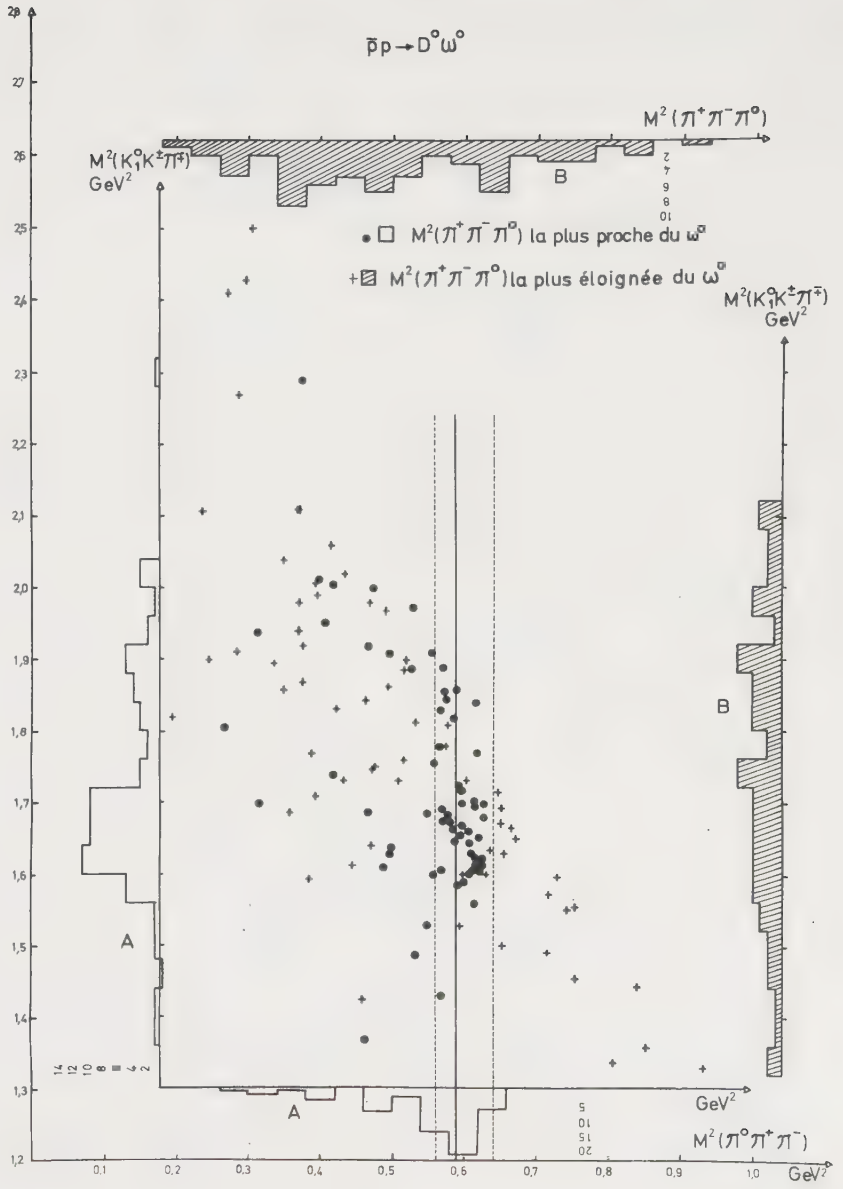


FIGURE I,2

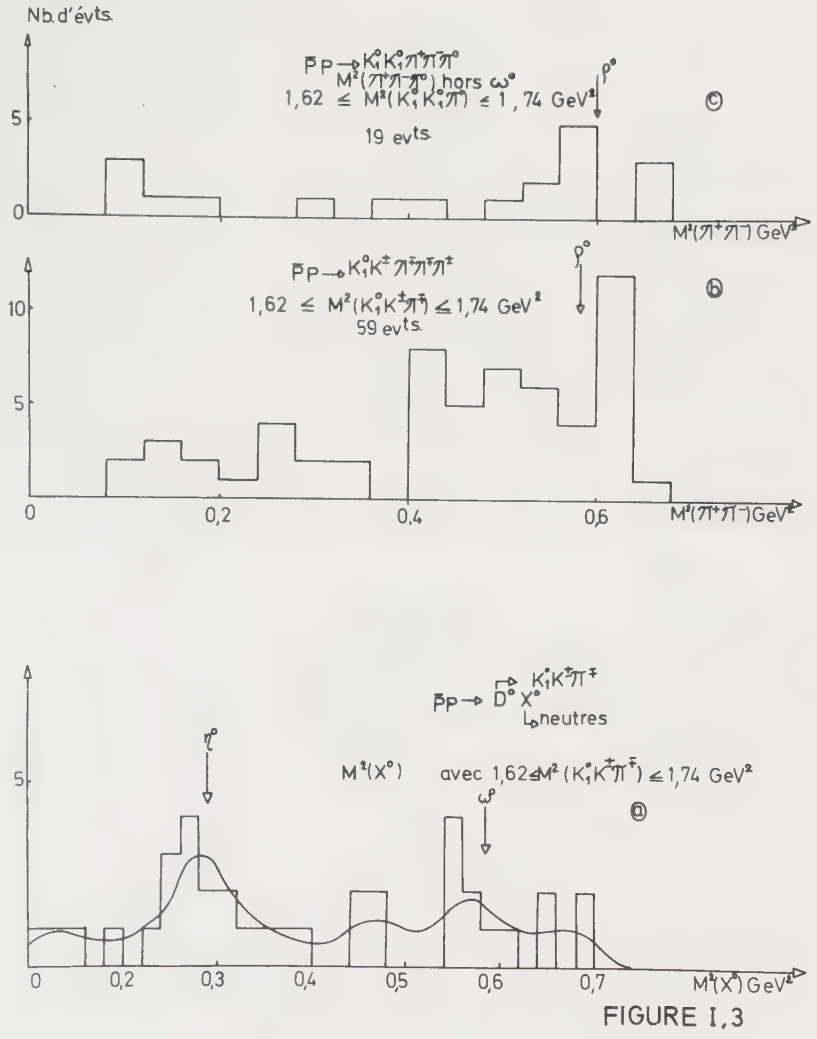


FIGURE I,3

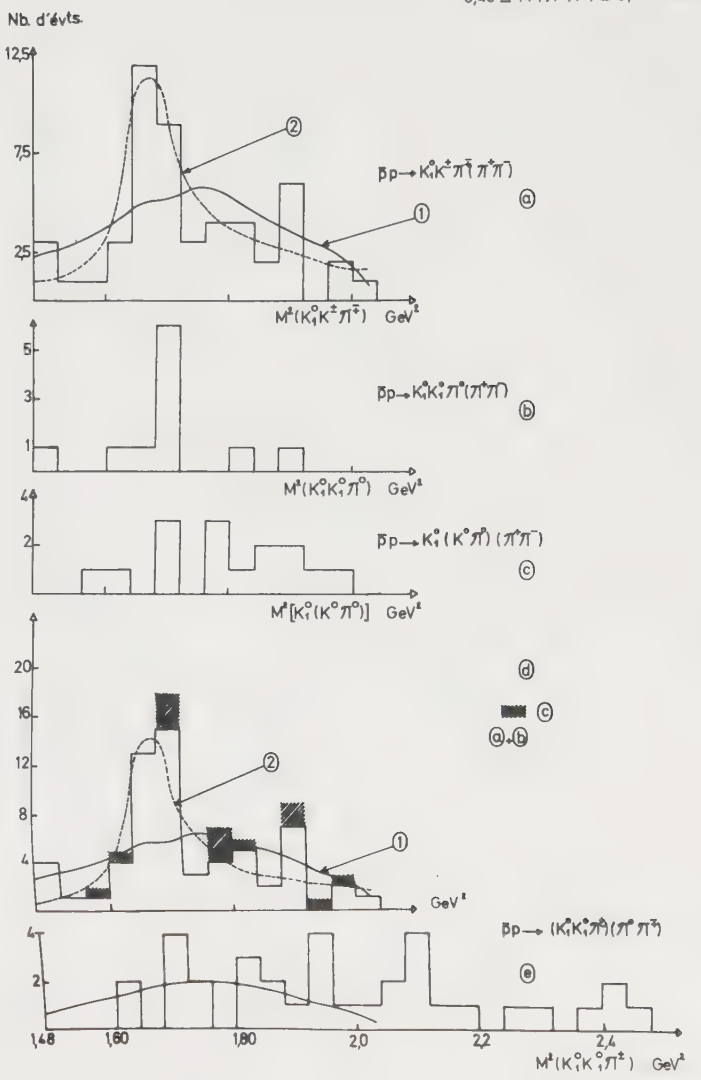


FIGURE I.4

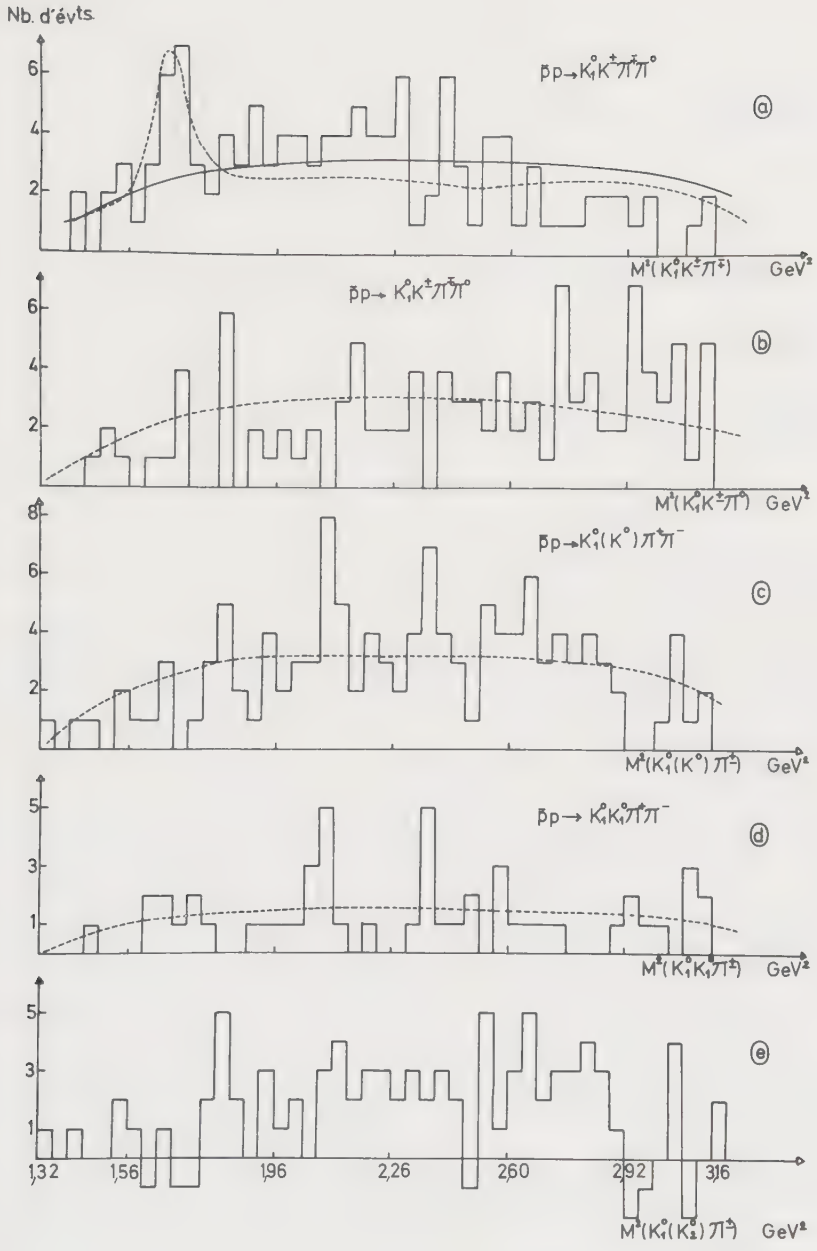

Nb. d'évts
$\bar{p}p \to K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$
(a)
$M^2(K_1^0 K^\pm \pi^\mp)$ GeV²
$\bar{p}p \to K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$
(b)
$M^2(K_1^0 K^\pm \pi^\mp)$ GeV²
$\bar{p}p \to K_1^0(K^0) \pi^+ \pi^-$
(c)
$M^2(K_1^0(K^0)\pi^\pm)$ GeV²
$\bar{p}p \to K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$
(d)
$M^2(K_1^0 K_1^0 \pi^\pm)$ GeV²
(e)
1,32
1,56
1,96
2,26
2,60
2,92
3,16
$M^2(K_1^0(K_2^0)\pi^\pm)$ GeV²

FIGURE I , 5

TABLE I, 6

	Réaction	Etat final avec D	Nombre d'événements observés
I, 1	$\bar{p}\ p \to K_1^o\ K^{\pm}\ \pi^{\mp}\ \pi^{\mp}\ \pi^o\ \pi^{\pm}$	$D^o\ \omega^o$	80 ± 9
		$D^o\ \eta^o$	2 ± 2
I, 3	$\bar{p}\ p \to K_1^o\ K^{\pm}\ \pi^{\mp}\ (X^o)$	$D^o\ \omega^o$	6 ± 3
		$D^o\ \eta^o$	9 ± 4
I, 2	$\bar{p}\ p \to K_1^o\ K^{\pm}\ \pi^{\mp}\ \pi^{\mp}\ \pi^{\pm}$	$D^o\ \rho^o$	40 ± 10
I, 4	$\bar{p}\ p \to K_1^o\ K_1^o\ \pi^+\ \pi^-\ \pi^o$	$D^o\ \rho^o$	6 ± 3
		$D^{\pm}\ \rho^{\mp}$	2 ± 3
I, 7	$\bar{p}\ p \to K_1^o\ (K_2^o\ \pi^o)\ \pi^+\ \pi^-$	$D^o\ \rho^o$	0 ± 3
I, 8	$\bar{p}\ p \to K_1^o\ K^{\pm}\ \pi^{\mp}\ \pi^o$ (*)	$D^o\ \pi^o$	16 ± 4 (*)
		$D^{\pm}\ \pi^{\mp}$	0 ± 2
I, 9	$\bar{p}\ p \to K_1^o\ K_1^o\ \pi^+\ \pi^-$ (*)	$D^{\pm}\ \pi^{\mp}$	0 ± 2
I, 12	$\bar{p}\ p \to K_1^o\ (K_2^o)\ \pi^+\ \pi^-$ (*)	$D^{\pm}\ \pi^{\mp}$	0 ± 3

(*) Les chiffres donnés pour ces réactions correspondent aux événements dont les $M^2\ (K\bar{K}) \leq 1{,}1\ GeV^2$.

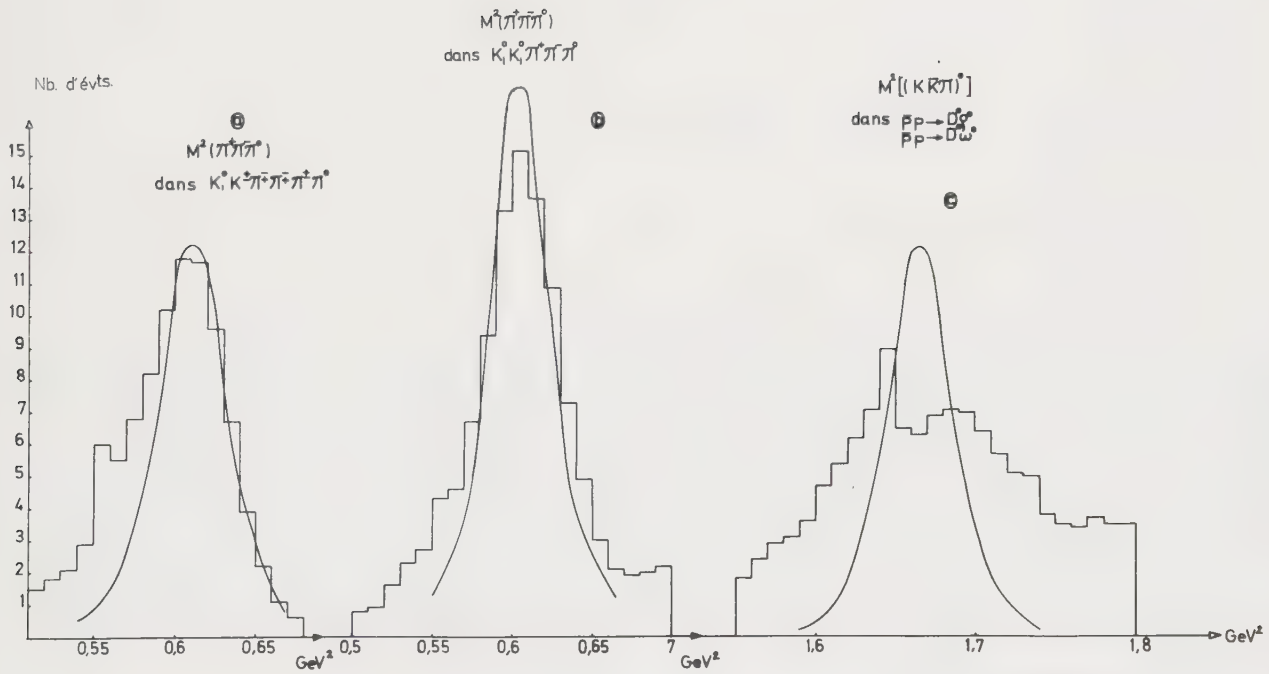

Nb. d'évts.
a
$M^2(\pi^+\pi^-\pi^0)$
dans $K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^- \pi^+ \pi^0$
b
$M^2(\pi^+\pi^-\pi^0)$
dans $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$
c
$M^2[(K\bar{K}\pi)^0]$
dans $\bar{p}p \to D^0 \rho^0$
$\bar{p}p \to D^0 \omega^0$
15
14
13
12
11
10
9
8
7
6
5
4
3
2
1
0,55
0,6
0,65
GeV²
0,5
0,55
0,6
0,65
7
GeV²
1,6
1,7
1,8
GeV²

FIGURE I,7

CHAPITRE II

SPIN ISOTOPIQUE, CONJUGAISON DE CHARGE ET G PARITE DU D°

L'étude des annihilations d'antiprotons en 5 et 6 corps, nous a permis de mettre en évidence une singularité apparaissant dans le système $(K \bar{K} \pi)$ de charge nulle. Nous venons de discuter sa production et nous avons vu que le D° était préférentiellement produit dans des réactions à 2 corps. La table (I, 6) donne les nombres d'événements D° produits dans les différents états finals accessibles dans notre expérience, c'est-à-dire :

$$\bar{p}\, p \to D^\circ\, \omega^\circ \qquad (II, 1)$$
$$\bar{p}\, p \to D^\circ\, \eta^\circ \qquad (II, 2)$$
$$\bar{p}\, p \to D^\circ\, \rho^\circ \qquad (II, 3)$$
$$\bar{p}\, p \to D^\pm\, \rho^\mp \qquad (II, 4)$$
$$\bar{p}\, p \to D^\circ\, \pi^\circ \qquad (II, 5)$$
$$\bar{p}\, p \to D^\pm\, \pi^\mp \qquad (II, 6)$$

Dans le présent chapitre nous allons essayer de tirer des observations précédentes, quelques enseignements relatifs au spin isotopique I_D et à la conjugaison de charge C_D du D°.

1) Résultats et arguments à l'encontre de $I_D = 2$

Nous avons vu que les réactions $\bar{p}p \to (K \bar{K} \pi)\ (2\pi)$ et $\bar{p}\,p \to (K \bar{K} \pi)$ (d'où sont tirées les réactions (I, 1) et (I, 2)) dans lesquelles les systèmes $(K \bar{K} \pi)^{\pm\pm}$ sont accessibles, ne présentent aucune indication en faveur de cet état de charge du D.

De plus l'observation de la réaction (II, 1)(*) exclut le spin isotopique 2 pour le D.

Dans la suite de l'étude nous nous limiterons donc aux hypothèses suivantes :

$$I_D = 0 \text{ ou } 1 \qquad \text{et } C_D = \pm 1$$

2) Décomposition du système $(K \bar{K} \pi)$ en états propres du spin isotopique

Désignons par k_o et k_1 les amplitudes correspondant à $I_{K\bar{K}} = 0$ et $I_{K\bar{K}} = 1$ respectivement. Les amplitudes de désintégration du D selon les divers états finals $K \bar{K} \pi$ s'écrivent (**) :

Pour $C_D = +1$, $I_D = 0$

$$|^+ \Delta^\circ_o > = \frac{k_1}{\sqrt{6}} \left[|K^+ K^\circ_1 \pi^- > - |K^+ K^\circ_2 \pi^- > + |K^- K^\circ_1 \pi^+ > + |K^- K^\circ_2 \pi^+ > - |K^+ K^- \right.$$
$$\left. - \frac{1}{\sqrt{2}} \left(K^\circ_1 K^\circ_1 \pi^\circ > + |K^\circ_2 K^\circ_2 \pi^\circ > \right) \right]$$

$C_D = +1$, $I_D = 1$

$$|^+ \Delta^\circ_o > = \frac{k_o}{\sqrt{2}} \left[|K^+ K^- \pi^\circ > - \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|K^\circ_1 K^\circ_1 \pi^\circ > + |K^\circ_2 K^\circ_2 \pi^\circ > \right) \right]$$
$$+ \frac{k_1}{2} \left[|K^+ K^\circ_1 \pi^- > - |K^+ K^\circ_2 \pi^- > - |K^- K^\circ_1 \pi^+ > - |K^- K^\circ_2 \pi^+ > \right]$$

(*) Elle serait interdite par la conservation du spin isotopique si I_D était égal à 2.

(**) Nous représentons le système $(K \bar{K} \pi)$ par le ket $\left| {}^{C_D}_{\Delta_{I_\Delta}} {}^{I_{3D}} \right>$

$$\left|{}^{+}\Delta_{1}^{\pm 1}\right\rangle = \frac{k_o}{\sqrt{2}}\left[|K^+ K^- \pi^{\pm}\rangle - \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|K_1^o K_1^o \pi^{\pm}\rangle + |K_2^o K_2^o \pi^{\pm}\rangle\right)\right]$$

$$+ \frac{k_1}{\sqrt{2}}\left[|K^{\pm} K_2^o \pi^o\rangle \mp |K^{\pm} K_2^o \pi^o\rangle + |K^+ K^- \pi^{\pm}\rangle + |K_1^o K_2^o \pi^{\pm}\rangle\right]$$

Pour $C_D = -1$, $I_D = 0$

$$\left|{}^{-}\Delta_{o}^{o}\right\rangle = \frac{k_1}{\sqrt{6}}\left[|K^+ K_1^o \pi^-\rangle - |K^+ K_2^o \pi^-\rangle + |K^- K_1^o \pi^+\rangle + |K^- K_2^o \pi^+\rangle\right.$$

$$\left. - |K^+ K^- \pi^o\rangle - |K_1^o K_2^o \pi^o\rangle\right]$$

Pour $C_D = -1$, $I_D = 1$

$$\left|{}^{-}\Delta_{o}^{o}\right\rangle = \frac{k_o}{\sqrt{2}}\left[|K^+ K^- \pi^o\rangle - |K_1^o K_2^o \pi^o\rangle\right]$$

$$+ \frac{k_1}{2}\left[|K^+ K_1^o \pi^-\rangle - |K^+ K_2^o \pi^-\rangle - |K^- K_1^o \pi^+\rangle - |K^- K_2^o \pi^+\rangle\right]$$

$$\left|{}^{-}\Delta_{1}^{\pm 1}\right\rangle = \frac{k_o}{\sqrt{2}}\left[|K^+ K^- \pi^{\pm}\rangle - |K_1^o K_2^o \pi^{\pm}\rangle\right]$$

$$+ \frac{k_1}{2}\left[|K^{\pm} K_1^o \pi^o\rangle \mp |K^{\pm} K_2^o \pi^o\rangle - |K^+ K^- \pi^{\pm}\rangle - \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|K_1^o K_1^o \pi^{\pm}\rangle\right.\right.$$

$$\left.\left. + |K_2^o K_2^o \pi^{\pm}\rangle\right)\right]$$

3) Décomposition de l'état final en états propres du spin isotopique

Nous avons vu que le D^o était produit associé à un système X que nous avons pu identifier au ρ^o, au ω^o, au η^o et au π^o, aussi allons-nous étudier les états finals de la forme :

$$\bar{p}\, p \rightarrow \Delta^{\pm}_{o}\, X^{\mp}_{o} \qquad (II, 7)$$

Dans cette formule X est pris pour π, η, ρ ou ω et Δ pour le système $(K \bar{K} \pi)$ dans l'état I = 0 ou I = 1.

Désignons par $I_{\bar{p}p}$ (= 0,1), I_Δ (= 0,1) et I_X (= 0,1) les spins isotopiques respectifs des systèmes $\bar{p}$ p, Δ et X et par $N^{I_\Delta, I_X}_{I_{\bar{p}p}}$ l'amplitude de transition correspondante.

Nous pouvons alors écrire :

pour $I_D = 0$

$$|\Delta X> = \alpha C_X \left\{ N^{oo}_{o} \; |^{\pm} \Delta^{o}_{o}> |X^{o}_{o}> + N^{ol}_{o} \; |^{\pm} \Delta^{o}_{o}> |X^{o}_{1}> \right\}$$

et pour $I_D = 1$

$$|\Delta X> = \alpha C_X \left\{ N^{lo}_{1} \; |^{\pm} \Delta^{o}_{1}> |X^{o}_{o}> - N^{ll}_{o} \; |^{\pm} \Delta^{o}_{1}> |X^{o}_{1}> + \left(\frac{N^{ll}_{o}}{\sqrt{3}} + \frac{N^{ll}_{1}}{\sqrt{2}}\right) |^{\pm} \Delta^{+1}_{1}> |X^{-1}_{1}> + \left(\frac{N^{ll}_{o}}{\sqrt{3}} - \frac{N^{ll}_{1}}{\sqrt{2}}\right) |^{\pm} \Delta^{-1}_{1}> |X^{+1}_{1}> \right\}$$

Le coefficient C_X est un facteur cinématique qui tient compte de l'espace de phase disponible pour la production du D dans la réaction (II, 7) et α caractérise l'état initial dans lequel s'est produit l'annihilation.

4) Etude de la réaction $\bar{p}\, p \to D\, \pi$.

Nous donnons dans la table (II, 1) les divers taux de production théoriques et expérimentaux pour l'état final $D\, \pi$ (*).

(*) Nous n'y faisons figurer que les amplitudes des états finals accessibles expérimentalement.

TABLE II, 1

Etude de l'isospin et de la conjugaison de charge du D à l'aide de la réaction $\bar{p}\,p \to D\,\pi$

Hypothèse C_D	Hypothèse I_D	Valeurs possibles de I_{3D}	Réaction correspondante	Correction de visibilité du $K_1^{o(*)}$	Taux de production	Prédictions	Observations expérimentales
+1,	0	0	$\|K^{\pm}K_1^o\pi^{\mp}, \pi^o>$	.590	.196 $\|\alpha\, C_\pi N_1^{o1} k_1\|^2$		14 ± 4
-1,	0	0	$\|K^{\pm}K_1^o\pi^{\mp}, \pi^o>$	.590	.196 $\|\alpha\, C_\pi N_1^{o1} k_1\|^2$		14 ± 4
+1,	0	0	$\|K^{\pm}K_1^o\pi^{\mp}, \pi^o>$	.590	.098 $\|\alpha\, C_\pi N_o^{11} k_1\|^2$	$14^{(***)}$	14 ± 4
+1,	1	± 1	$\|K_1^oK_1^o\pi^{\pm}, \pi^{\mp}>$	.340	.085 $\|\alpha\, C_\pi k_o\|^2 N^{(**)}$		0 ± 2
			$\|K_1^oK^{\pm}\pi^o, \pi^{\mp}>$	.590	.147 $\|\alpha\, C_\pi k_1\|^2$ N	≥ 14	0 ± 2
			$\|K_1^oK_2^o\pi^{\pm}, \pi^{\mp}>$	.590	.147 $\|\alpha\, C_\pi k_1\|^2$ N	≥ 14	0 ± 3
-1,	1	0	$\|K^{\pm}K_1^o\pi^{\mp}, \pi^o>$	.590	.098 $\|\alpha\, C_\pi N_o^{11} k_1\|^2$	$14^{(***)}$	14 ± 4
-1,	1	± 1	$\|K_1^oK_1^o\pi^{\pm}, \pi^{\mp}>$	.340	.042 $\|\alpha\, C_\pi k_1\|^2$ N	$\geq 4,7$	0 ± 2
			$\|K_1^oK^{\pm}\pi^o, \pi^{\mp}>$	.590	.147 $\|\alpha\, C_\pi k_1\|^2$ N	≥ 14	0 ± 2
			$\|K_1^oK_2^o\pi^{\pm}, \pi^{\mp}>$	.590	.295 $\|\alpha\, C_\pi k_o\|^2$ N		0 ± 3

(*) Nous tenons compte de la probabilité du K_1^o de se désintégrer en $\pi^+\,\pi^-$ ainsi que de la probabilité de le voir se désintégrer dans le volume de la chambre.

(**) $N = |N_1^{11}|^2 + \frac{2}{3}\,|N_o^{11}|^2$

(***) Donnée initiale de calcul.

Plusieurs constatations s'imposent :

1) Notre expérience ne permettant pas l'observation des états finals $K_1^o\ K_1^o\ \pi^o\ \pi^o$ et $K_1^o\ K_2^o\ \pi^o\ \pi^o$, nous ne pouvons conclure quant à la conjugaison de charge du D.

2) Nous observons le D dans son mode neutre ($K_1^o\ K^{\pm}\ \pi^{\mp}$). Si son spin isotopique était égal à 1, et $C_D^o = +1$, nous devrions avoir pour le rapport de branchement :

$$\mathcal{R}\left(\frac{|K_1^o\ K^+\ \pi^o,\ \pi^- > + |K_1^o\ K^-\ \pi^o,\ \pi^+>}{|K_1^o\ K^+\ \pi^-,\ \pi^o > + |K_1^o\ K^-\ \pi^+,\ \pi^o>}\right) = \frac{.147}{.098}\left\{\frac{2}{3} + \left|\frac{N_1^{11}}{N_o^{11}}\right|^2\right\}$$

soit si nous observons 14 ± 4 D^o ($\to K_1^o\ K^{\pm}\ \pi^{\mp}$) nous devrions avoir au moins 14 $D^{\pm}$ ($\to K_1^o\ K^{\pm}\ \pi^o$) et 14 $D^{\pm}$ ($K_1^o\ K_2^o\ \pi^{\pm}$) ce qui est absolument incompatible avec l'observation expérimentale.

Conclusion

L'étude de la réaction :

$$\bar{p}\ p \to D\ \pi$$

ne nous permet pas de conclure quant à la conjugaison de charge du D, mais elle donne une forte indication pour un spin isotopique $I_D = 0$.

Voyons si ce résultat est en accord avec ce que nous observons pour la réaction

$$\bar{p}\ p \to D\ \rho$$

5) Etude de la réaction $\bar{p}\,p \to D\,\rho$

Nous donnons dans la table (II, 2) les divers taux de production théoriques et expérimentaux pour les états finals D ρ.

De l'examen de cette table nous pouvons déduire :

a) dans l'hypothèse $I_D = 1$

Si $C_D = -1$, de la production de l'état final $|K_1^o K^{\pm} \pi^{\mp}, \pi^+ \pi^- >$ on peut prédire une limite inférieure pour la production de l'état final $|K_1^o K_1^o \pi^{\pm}, \pi^{\mp} \pi^o >$ qui est de 11,5 événements. Or nous en observons 0 ± 2.

Si $C_D = +1$, nous relions les sections efficaces de production des états finals $|K_1^o K_1^o \pi^o, \pi^+ \pi^- >$, et $|K_1^o K_1^o \pi^{\pm}, \pi^{\mp} \pi^o >$. Pour 6 événements observés pour la première réaction, nous devrions en observer au moins 12 pour la seconde. Or nous en observons 0 ± 2.

Nous arrivons dans l'étude de l'état final D ρ à la même conclusion quant au spin isotopique du D que dans l'étude de l'état final D π.

Seul $I_D = 0$ est compatible avec les résultats expérimentaux

b) En supposant établi l'isospin du $D^o (I_D = 0)$ l'examen des états finals $|K_1^o K^{\pm} \pi^{\mp}, \pi^{\pm} \pi^{\mp} >$, $|K_1^o K_1^o \pi^o, \pi^+ \pi^- >$ et $|K_1^o K_2^o \pi^o, \pi^+ \pi^- >$ permet de conclure que $C_D = +1$.

En effet si $C_D = -1$ pour 40 ± 10 événements provenant de l'état $|K_1^o K^{\pm} \pi^{\mp}, \pi^{\mp} \pi^{\pm} >$, nous prévoyons 20 événements $|K_1^o K_2^o \pi^o, \pi^+ \pi^- >$, or nous en observons 0 ± 3.

TABLE II, 2

Etude de l'isospin et de la conjugaison de charge du D à l'aide de la réaction $\bar{p}\,p \to D$

Hypothèse C_D, I_D	Valeurs possibles de I_{3D}	Réaction correspondante	Correction de visibilité du K_1^o (*)	Taux de production	Prédictions	Observations expérimentales
+1, 0	0	$\|K_1^o K^+ \pi^-, \pi^+ \pi^-\rangle$	.590	.196 $\|\alpha\, C_\rho N_1^{ol} k_1\|^2$	40 (***)	40 ± 10
		$\|K_1^o K_1^o \pi^o, \pi^+ \pi^-\rangle$	.340	.028 $\|\alpha\, C_\rho N_1^{ol} k_1\|^2$	6	6 ± 3
		$\|K_1^o K_2^o \pi^o, \pi^+ \pi^-\rangle$	.590	0	0	0 ± 3
-1, 0	0	$\|K_1^o K^+ \pi^-, \pi^+ \pi^-\rangle$	.590	.196 $\|\alpha\, C_\rho N_1^{ol} k_1\|^2$	40 (***)	40 ± 10
		$\|K_1^o K_2^o \pi^o, \pi^+ \pi^-\rangle$	.590	.098 $\|\alpha\, C_\rho N_1^{ol} k_1\|^2$	20	0 ± 3
		$\|K_1^o K_1^o \pi^o, \pi^+ \pi^-\rangle$	.340	0	0	6 ± 3
+1 1	0	$\|K_1^o K^+ \pi^-, \pi^+ \pi^-\rangle$	.590	.098 $\|\alpha\, C_\rho k_1 N_o^{11}\|^2$	40 (***)	40 ± 10
		$\|K_1^o K_1^o \pi^o, \pi^+ \pi^-\rangle$	.340	.028 $\|\alpha\, C_\rho k_o N_o^{11}\|^2$	6 (***)	6 ± 3
+1 1	± 1	$\|K_1^o K_1^o \pi^+, \pi^- \pi^o\rangle$	.340	.085 $\|\alpha\, C_\rho k_o\|^2 N$ (**)	≥ 12	0 ± 2
-1, 0	0	$\|K_1^o K^+ \pi^-, \pi^+ \pi^-\rangle$	.590	.098 $\|\alpha\, C_\rho k_1 N_o^{11}\|^2$	40 (***)	40 ± 10
		$\|K_1^o K_2^o \pi^o, \pi^+ \pi^-\rangle$	.590	.098 $\|\alpha\, C_\rho k_o N_o^{11}\|^2$		0 ± 3
-1, 1	± 1	$\|K_1^o K_1^o \pi^+, \pi^- \pi^o\rangle$	.340	.042 $\|\alpha\, C_\rho k_1\|^2 N$	$\geq 11{,}5$	0 ± 3

(*) Nous tenons compte de la probabilité qu'a le K_1^o de se désintégrer en $\pi^+ \pi^-$, ainsi que de la probabilité de le voir se désintégrer dans le volume de la chambre.

(**) $N = \left|N_1^{11}\right|^2 + \frac{2}{3}\left|N_o^{11}\right|^2$

(***) Donnée initiale de calcul.

$C_D = -1$ est donc exclue à 6 écarts quadratiques moyens.

Tandis que si $C_D = +1$, nous prévoyons 6 événements $|K_1^\circ K_1^\circ \pi^\circ, \pi^+ \pi^-\rangle$ et nous en observons effectivement (6 ± 3).

Conclusion

L'étude de la réaction $\bar{p}\, p \to D\, X$

X étant assimilé au ω°, au η°, au ρ et au π nous a permis d'établir que les valeurs les plus probables de I_D et C_D sont :

$$I_D = 0$$

$$C_D = +1$$

6) G parité du D°

Nous savons par définition de la G parité que

$$G_{D^\circ} = C_{D^\circ} \times (-1)^{I_{D^\circ}}$$

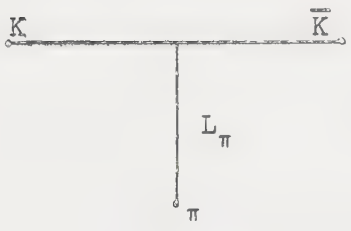
Des résultats établis précédemment nous déduisons que

$$G_{D^\circ} = +1$$

Ceci nous permet de prévoir un certain nombre de résultats intéressants pour la suite de l'étude.

Ainsi si nous décomposons le système $D = |K \bar{K} \pi >$ suivant la figure ci-contre, où $G_{K\bar{K}}$, $I_{K\bar{K}}$, $\ell_{K\bar{K}}$ sont la G parité, le spin isotopique et le moment angulaire relatif du système $K\bar{K}$, nous savons que

$$\left\{ \begin{array}{l} G_{K\bar{K}} \\ I_{K\bar{K}} \\ \ell_{K\bar{K}} \end{array} \right.$$



$$G_{D^\circ} = G_{K\bar{K}} \cdot G_\pi = +1$$

Donc

$$G_{K\bar{K}} = -1$$

Or $$G_{K\bar{K}} = (-1)^{\ell_{K\bar{K}} + I_{K\bar{K}}}$$

Le D° étant observé dans le mode de désintégration $|K_1^\circ K^\pm \pi^\mp >$, ceci impose que $I_{K\bar{K}} = 1$. Il en résulte alors que

$$\ell_{K\bar{K}} \text{ est pair}$$

Ce résultat, comme nous le verrons dans le chapitre suivant est très important pour l'étude du spin et de la parité du D°.

-:-

CHAPITRE III

SPIN ET PARITE DU D^o

-:-

Nous avons établi, à la fin du chapitre précédent, à l'aide d'arguments basés sur la conjugaison de charge, que le moment angulaire relatif ($\ell_{K\overline{K}}$) entre les deux mésons K de désintégration du D^o devait être pair. Par ailleurs, la distribution des M^2 ($K\overline{K}$) pour les événements D^o (fig. III, 9c) présente une forte accumulation d'événements aux valeurs basses des masses effectives $K\overline{K}$. Ceci suggère que le système $K\overline{K}$ est "sur une onde S" ($\ell_{K\overline{K}} = 0$).

Avec cette hypothèse, le spin J_{D^o} et la parité P du D^o sont donnés par les relations :

$$J_{D^o} = L$$
$$P = (-1)^{L+1}$$

L étant le moment angulaire relatif du π par rapport au système ($K\overline{K}$).

En nous limitant aux nombres quantiques les plus bas, nous avons à choisir pour le spin et la parité du D^o entre les trois possibilités suivantes :

$$J^P_{D^o} = 0^- \quad ; \quad J^P_{D^o} = 1^+ \quad \text{et} \quad J^P_{D^o} = 2^-$$

Constitution d'un lot cohérent d'événements D°

Le D° est produit dans des états finals à deux corps du type

$$\bar{p}\, p \to D^\circ\, X^\circ$$

X° a pu être identifié avec le ω°, le η°, le ρ° et le π°. Nous dirons donc qu'un événement est un candidat D° à la double condition que la masse effective du système $(K\,\bar{K}\,\pi)^\circ$ appartienne à la région du D° et la masse effective du système X° appartienne aux régions définissant le ω°, le η°, le ρ° ou le π°. Toutefois dans la réaction (I, 3) où un seul système $(K\,\bar{K}\,\pi)$ de charge nulle est produit, il n'y a pas d'ambiguïté dans le choix des événements D°, aussi, à moins que nous voulions y distinguer[(*)] les états finals $D^\circ\,\eta^\circ$ et $D^\circ\,\omega^\circ$ nous prendrons pour événement D°, ceux des événements dont la masse effective $(K\,\bar{K}\,\pi)$ est dans la région du D°[(**)] $(1{,}62 < M^2\,(K\,\bar{K}\,\pi) < 1{,}74\ \mathrm{GeV}^2)$.

L'étude du spin et la parité du D° que nous allons décrire dans ce chapitre se fera sur 122 événements qui se répartissent de la façon suivante :

$\bar{p}\, p \to K^\circ_1\, K^\pm\, \pi^\mp\, \pi^\mp\, \pi^\circ\, \pi^\pm \to D^\circ\, \omega^\circ$	(III, 1)	42	événements
$\bar{p}\, p \to K^\circ_1\, K^\pm\, \pi^\mp\, \pi^\mp\, \pi^\pm \to D^\circ\, \rho^\circ$	(III, 2)	21	événements
$\bar{p}\, p \to K^\circ_1\, K^\circ_1\, \pi^\circ\, \pi^+\, \pi^- \to D^\circ\, \rho^\circ$	(III, 3)	7	événements
$\bar{p}\, p \to K^\circ_1\, K^\pm\, \pi^\mp\, (M^\circ) \to D^\circ\, (M^\circ)$	(III, 4)	36	événements
$\bar{p}\, p \to K^\circ_1\, K^\pm\, \pi^\mp\, \pi^\circ \to D^\circ\, \pi^\circ$	(III, 5)	16	événements

---

(*) Ce sera le cas de l'étude de la production du D°.

(**) Il est alors difficile d'estimer le fond que nous prenons en même temps que les événements D°. Toutefois les événements de la réaction (I, 3) n'ayant pas subi d'ajustement dynamique, la masse manquante aux particules vues y est assez mal définie, aussi malgré les faibles largeurs du η° et du ω° une sélection sur la masse manquante - en lui demandant d'être dans la région du ω° ou du η° - ne permet pas non plus d'éliminer tout le fond.

I - PRODUCTION DU D^o

Nous avons montré dans la première partie qu'au moins les états initiaux S, P, D, F et G contribuaient aux états finals observés dans les annihilations d'antiprotons de 1,18 GeV/c. Pour l'étude de la production du D^o nous nous limiterons aux seuls états S et P. Si cette hypothèse peut se justifier pour les états finals $D^o\ \omega^o$ et $D^o\ \rho^o$ par des arguments de barrières centrifuges (la somme des masses du D^o et du ω^o (ρ^o) est 2,07 GeV (2,05 GeV) tandis que l'énergie disponible dans le système du centre de masse ($\bar{p}\ p$) est 2,14 GeV), elle n'est qu'une hypothèse de travail pour les états finals $D^o\ \eta^o$ et $D^o\ \pi^o$.

La conservation du spin isotopique et de la conjugaison de charge permettent à partir de la connaissance de l'état final $D^o\ X^o$, de savoir quels sont les états initiaux ($\bar{p}\ p$) correspondants. En effet les réactions $\bar{p}\ p \to D^o\ \eta^o$ et $\bar{p}\ p \to D^o\ \pi^o$ impliquent $C_{\bar{p}p} = +1$. La conservation de la parité excluant l'état ^1S_o, seuls les états ^3P_o, $^3P_1$ et $^3P_2$ contribuent à ces deux états finals (*) De plus le premier impose $I_{\bar{p}p} = 0$ et le second $I_{\bar{p}p} = 1$. Quant aux états finals $D^o\ \omega^o$ et $D^o\ \rho^o$, le premier ne peut provenir que de l'état singulet de spin isotopique ($I_{\bar{p}p} = 0$), tandis que le second provient de l'état triplet ($I_{\bar{p}p} = 1$). De plus pour ces deux états finals nous devons avoir $C_{\bar{p}p} = -1$. Il en résulte que seuls les états initiaux $^3S_1$ et $^1P_1$ pourront contribuer à leur production.

La table (III, 1) donne pour les états finals $D^o\ X^o$ le résumé des conclusions précédentes lorsqu'on envisage les états initiaux S et P.

1) Définition des paramètres dynamiques de la réaction $\bar{p}\ p \to D^o\ X^o$

La figure (III, 2a) définit ces paramètres. Nous y désignons par $\vec{D}$ le vecteur quantité de mouvement du D^o dans le système du centre de masse ($\bar{p}\ p$), par $\vec{X}$ et $\vec{P}$ les vecteurs quantités de mouvement relatifs (internes) des systèmes

(*) Pour $J^P_{D^o} = 0^-$, l'état initial $^3P_1$ est interdit par conservation de la parité.

X^o et D^o définis dans leurs systèmes du centre de masse. $\vec{P}$ sera ainsi l'impulsion du $(K\bar{K})$ et $\vec{X}$ celui du X^+ (π^+ lorsqu'il s'agira du ρ^o, ou du système $\pi^+\pi^-$ lorsqu'il s'agira du ω^o). Nous avons encore défini les angles ϕ, ψ et χ tels que :

$$\cos\phi = \frac{\vec{P} \cdot \vec{D}}{|\vec{P}| \cdot |\vec{D}|} \qquad \cos\chi = \frac{\vec{D} \cdot \vec{X}}{|\vec{D}| \cdot |\vec{X}|} \qquad \text{et} \quad \cos\psi = \frac{\vec{P} \cdot \vec{X}}{|\vec{P}| \cdot |\vec{X}|}$$

et L, ℓ, J qui sont respectivement les moments angulaires relatifs des systèmes (D^o, X^o), (X^+, X^-) et $(K\bar{K}\pi)$. J, L et ℓ vont correspondre à la "décomposition" des vecteurs $\vec{P}$, $\vec{D}$ et $\vec{X}$. Dans notre étude J s'identifiera au spin du D^o, tandis que ℓ représentera le spin du système X^o.

Afin de pouvoir utiliser le formalisme décrit par Zemach (réf. III, 5) nous définissons encore les quadrivecteurs suivants(*) :

$$\bar{Q}^\mu = \bar{p}_K^\mu + \bar{p}_{\bar{K}}^\mu + \bar{p}_\pi^\mu + \bar{p}_{X^+}^\mu + \bar{p}_{X^-}^\mu \quad \text{dans le S.C.M.} (\bar{p}\ p) \qquad \bar{Q} = (\vec{0}, Q_o)$$

$$Q_o = 2145 \text{ MeV}.$$

$$\bar{X}^\mu = \bar{p}_{X^+}^\mu - \bar{p}_{X^-}^\mu - \frac{(m_{X^+}^2 - m_{X^-}^2)}{M_X^2} (\bar{p}_{X^+} + \bar{p}_{X^-})^\mu \text{ dans le S.C.M.} (X^+, X^-)$$

$$\bar{X} = (\vec{p}_{X^+} + \vec{p}_{X^-}, 0)$$

$$\bar{D}^\mu = \bar{p}_{X^+}^\mu + \bar{p}_{X^-}^\mu - \frac{(\bar{p}_{X^+} + \bar{p}_{X^-})^\nu \bar{Q}_\nu \cdot \bar{Q}^\mu}{\bar{Q}^2} \quad \text{dans le S.C.M.} (\bar{p}\ p)$$

$$\bar{D} = (\vec{p}_{X^+} + \vec{p}_{X^-}, 0)$$

$$\bar{P}^\mu = \bar{p}_\pi^\mu - \frac{(\bar{p}_K + \bar{p}_{\bar{K}} + \bar{p}_\pi)^\nu \bar{P}_{\pi\nu}}{(\bar{p}_K + \bar{p}_{\bar{K}} + \bar{p}_\pi)^2} (\bar{p}_K + \bar{p}_{\bar{K}} + \bar{p}_\pi)^\mu$$

(*) Pour la compréhension des notations on se repportera à la figure (III, 2a). $\bar{p}^\mu$ désigne toujours les quatres composantes du quadrivecteur impulsion-éner d'une particule ou d'un système de particules.

Le carré de l'élément de matrice est une fonction covariante des trois quadrivecteurs $\overline{P}^{\mu}$, $\overline{X}^{\mu}$ et $\overline{D}^{\mu}$:

$$|M^2| = f\ (\overline{P}^{\mu},\ \overline{X}^{\mu},\ \overline{D}^{\nu})$$

que l'on peut encore exprimer en fonction des vecteurs $\vec{P}$, $\vec{X}$ et $\vec{D}$ et dans le système du centre des masses ($\bar{p}$ p) :

$$|M|^2 = f\ (\vec{P},\ \vec{X},\ \vec{D})$$

Les distributions des angles ϕ, χ , ψ seront alors obtenues en intégrant $|M|^2$ sur $\Omega_{\vec{X}}$, $\Omega_{\vec{P}}$ ou $\Omega_{\vec{D}}$ respectivement, c'est-à-dire sur les angles solides relatifs aux directions des vecteurs $\vec{X}$, $\vec{P}$ et $\vec{D}$.

Expérimentalement ces distributions sont obtenues en sélectionnant les événements satisfaisant aux conditions :

$$1{,}62 \leqslant M^2\ (K\,\overline{K}\,\pi) \leqslant 1{,}74\ GeV^2$$

$$M^2_{X^o} - \Delta M^2_{X^o} \leqslant M^2\ (X^o) \leqslant M^2_{X^o} + \Delta M^2_{X^o} \quad (*)$$

$$M^2\ (K\,\overline{K}\,) \leqslant 1{,}1\ GeV^2$$

Ayant fixé la masse du système K $\overline{K}$, nous pouvons considérer que nous nous sommes libérés de toute influence d'une interaction dans l'état final. Les éléments de matrice décrivant la désintégration du D^o ne dépendent alors que du vecteur $\vec{P}$ définissant le moment du π dans le système du centre de masse du D^o.

2) Discussion des distributions expérimentales

Nous présentons (figure III, 2) les distributions W (cosϕ), W (cosχ) et W (cosψ) pour les réactions :

(*) $M^2_{X^o}$ étant le carré de la masse des résonances ρ^o, ω^o, η^o et $\Delta M^2_{X^o}$ leurs dispersions correspondant à leur largeur.

$\bar{p}\,p \to D^\circ\,\rho^\circ$ obtenues à partir de (III, 2) et (III, 3)

$\bar{p}\,p \to D^\circ\,\omega^\circ$ " " (III, 1) et (III, 4)

$\bar{p}\,p \to D^\circ\,\eta^\circ$ " " (III, 4)

$\bar{p}\,p \to D^\circ\,\pi^\circ$ " " (III, 5)

Nous avons vu dans le chapitre précédent que les éléments de matrice décrivant la production des états finals $D^\circ X^\circ$ pouvaient s'écrire(*)

$$|D^\circ\,\rho^\circ> = \sum_{i=1}^{2} \alpha_i\,(C_\rho)\,C_\rho\,N_1^{o1}\,|D_o^\circ>\,|\rho^\circ>$$

$$|D^\circ\,\omega^\circ> = \sum_{i=1}^{2} \alpha_i\,(C_{\omega^\circ})\,C_{\omega^\circ}\,N_o^{oo}\,|D_o^\circ>\,|\omega^\circ>$$

$$|D^\circ\,\pi^\circ> = \sum_{i=1}^{3} \beta_i\,(C_{\pi^\circ})\,C_{\pi^\circ}\,N_1^{o1}\,|D_o^\circ>\,|\pi^\circ>$$

$$|D^\circ\,\eta^\circ> = \sum_{i=1}^{3} \rho_i\,(C_{\eta^\circ})\,C_{\eta^\circ}\,N_o^{oo}\,|D_o^\circ>\,|\eta^\circ>$$

Les α_i définissent les contributions des états $^3S_1$ et $^1P_1$, tandis que les β_i définissent celles des états $^3P_0$, $^3P_1$ et $^3P_2$. Les α_i et β_i peuvent en première approximation être considérés comme des fonctions des facteurs dynamiques C_ρ, C_{ω°, C_{π° et C_{η°.

La faible statistique de chacun des états précédents ne nous permet pas de vérifier pour chacun d'entre eux les prédictions que nous allons donner pour les différentes hypothèses de spin et de parité du D°. Aussi, en adoptant comme hypothèse de travail que les rapports $\dfrac{\alpha_i\,(C_\rho)\cdot C_\rho\cdot N_1^{o1}}{\alpha_i\,(C_{\omega^\circ})\cdot C_{\omega^\circ}\cdot N_o^{oo}}$ d'une part et $\dfrac{\beta_i\,(C_{\pi^\circ})\cdot C_{\pi^\circ}\cdot N_1^{o1}}{\beta_i\,(C_{\eta^\circ})\cdot C_{\eta^\circ}\cdot N_o^{oo}}$ d'autre part sont les mêmes pour tous les états initiaux

(*) Pour les notations on se reportera au chapitre précédent.

de spin et de parité possibles(*), allons-nous pour notre étude grouper les distributions des états finals $D^\circ \rho^\circ$ et $D^\circ \omega^\circ$ d'une part et $D^\circ \pi^\circ$ et $D^\circ \rho^\circ$ d'autre part. Ceci revient donc à supposer que les différences observées pour les distributions expérimentales de chacun des couples de réactions, peuvent être assimilées à des fluctuations statistiques.

Nous allons donc vérifier les prédictions faites pour les trois hypothèses (0^-, 1^+ et 2^-) pour le spin et la parité du D° en envisageant d'une part les états finals $D^\circ \omega^\circ$ et $D^\circ \rho^\circ$ et d'autre part $D^\circ \eta^\circ$ et $D^\circ \pi^\circ$.

3) Prédictions théoriques

Pour chacune des réactions :

$$\bar{p}\, p \to D^\circ + \{\eta^\circ_{\pi^\circ}\} \qquad (III, 6)$$

$$\bar{p}\, p \to D^\circ + \{\rho^\circ_{\omega^\circ}\} \qquad (III, 7)$$

nous donnons dans la table (III, 3), pour les différents états initiaux définis précédemment et pour les trois hypothèses de $J^P_{D^\circ}$ les expressions :

- des éléments de matrice de transitions $M_{L\pi}$ écrits dans le formalisme de Zemach (réf. III, 5)
- des modules carrés de l'élément de matrice $|M_L|^2$
- des distributions angulaires $W(\cos\phi)$, $W(\cos\chi)$, $W(\cos\psi)$

(*) Pour les états finals $D^\circ \omega^\circ$ et $D^\circ \rho^\circ$ (vu la faible différence des masses du ω° et du ρ°, $\alpha_i(C_\rho) \simeq \alpha_i(C_{\omega^\circ})$ et $C_\rho \simeq C_{\omega^\circ}$) ceci revient à supposer que $\frac{N^{01}_1}{N^{00}_0}$ est indépendant de l'état initial.

4) Vérifications

Etat final $D^o + \{\pi^o \eta^o\}$

Dans le cas de la réaction (III, 6) seule la distribution W (cosϕ) est accessible expérimentalement. Aussi sera-t-il difficile pour $J^P_{D^o} = 2^-$ par exemple de déterminer les 5 paramètres définissant les contributions des états ^3P_o, $^3P_1$ et $^3P_2$ ainsi que les amplitudes et la phase relative des états L = 0 et L = 2 possibles pour l'état initial $^3P_2$. D'ailleurs comme l'indique la table (III, 4) l'étude de cette réaction ne permet pas de déterminer le spin et la parité du D^o. En effet nous pouvons y constater :

- que les prédicitions obtenues pour $J^P_{D^o} = 0^-$ sont compatibles avec l'expérience
- que si dans le cas de $J^P_{D^o} = 1^+$ et 2^- l'état final ne peut provenir d'un seul des états initiaux (sauf peut être $^3P_2$), toute combinaiso de deux des trois états initiaux rend compte de façon satisfaisante de la distribution des cosϕ.
- que l'hypothèse $J^P_{D^o} = 2^-$ peut être entièrement expliquée par l'exis tence d'un seul état initial $^3P_2$.

Etat final $D^o + \{\rho^o \omega^o\}$

Deux états initiaux seulement contribuent aux états finals de la réac tion (III, 7). De plus pour cette réaction nous avons trois distributions angu-laires, ce qui nous permettra de déterminer tous les paramètres. Toutefois les distributions expérimentales ne présentent aucune asymétrie, aussi sera-t-il toujours possible de trouver, pour chaque hypothèse de $J^P_{D^o}$, un ensemble de para mètres qui permettront un ajustement satisfaisant des distributions théoriques aux distributions expérimentales.

Ainsi pour l'hypothèse $J^P_{D^o} = 0^-$ nous avons ajusté aux distributions expérimentales l'expression (*)

$$E(0^-) = \alpha F_o(^3S_1) + (1-\alpha) F_o(^1P_1)$$

avec $F_o(^1P_1) = A_o^2 G_o(L=0) + A_1^2 G(L=2) + 2 A_o A_1 \cos\delta\, G_o(L=0,2)$

Nous avons obtenu :

$$\alpha = 0,91$$
$$A_o^2 = 1 \quad (**)$$
$$A_1^2 = 1,92 \quad (**)$$
$$\delta = 90°$$
$$\chi^2_{total}/\langle\chi^2\rangle = 10,2/11$$

Pour l'hypothèse $J^P_{D^o} = 1^+$ nous avons de même ajusté aux distributions expérimentales l'expression :

$$E(1^+) = \alpha F_1(^3S_1) + (1-\alpha) F_1(^1P_1)$$

avec $F_1(^3S_1) = A_o^2\ G_1(L=0) + A_1^2\ G_1(L=2) + 2 A_o A_1 \cos\delta\ G_1(L=0,2)$

(*) $F_o(^3S_1)$ est la distribution angulaire correspondant à l'état initial $^3S_1$

$G_o(L=0)$ " " " " " $^1P_1$ avec $L=0$

$G_o(L=2)$ " " " " " $^1P_1$ avec $L=2$

$G_o(L=0,2)$ est la distribution angulaire pour l'état initial $^1P_1$ en supposant que les amplitudes relatives à $L=0$ et $L=2$ interfèrent, l'angle d'interférence étant δ.
Les expressions pour ces amplitudes sont données dans la table (III, 3)

(**) Ceci correspond à une contribution égale des états $L=0$ et $L=2$.

Nous avons obtenu :

$$\alpha = 0,92$$

$$A_o^2 = 1^{(*)}$$

$$A_1^2 = 1,62^{(*)}$$

$$\delta = 40°$$

$$\chi^2_{total/<\chi^2>} = 12,9/11$$

Pour l'hypothèse $J^P_{D^o} = 2^-$ nous avons supposé que seuls les états de moments angulaires les plus bas interviennent$^{(**)}$. Ainsi si l'on suppose que dans ce cas l'état final provient entièrement de l'état initial $^3S_1$ le χ^2 correspondant au meilleur ajustement est :

$$\chi^2_{total/<\chi^2>} = 18,9/15$$

Par contre si la réaction est produite par l'état initial $^1P_1$ uniquement, avec $L_{DX} = 0$ nous obtenons :

$$\chi^2_{total/<\chi^2>} = 35,3/15$$

L'ajustement de l'expression $E\ (2^-) = \alpha\ F_2\ (^3S_1) + (1 - \alpha)\ F_2(^1P_1)$ aux distributions expérimentales donne :

$$\alpha\ (^3S_1) = 0,33 \pm 0,09$$

$$\chi^2_{total/<\chi^2>} = 13,2/14$$

(*) Ceci correspond à un rapport 5 entre l'état L = 0 et L = 2.

(**) Ceci à cause des barrières centrifuges d'ordre très élevées existant dans le cas de cette hypothèse. Nous n'avons pas tenu compte de l'état $^1P_1$ correspondant à $L_{D^oX^o} = 2$.

5) Conclusion de cette étude

L'étude de la production du D^o dans les réactions (III, 6) et (III, 7), à cause d'une statistique trop pauvre et du fait que chaque état final peut provenir de plusieurs états initiaux, ne nous permet pas de distinguer entre les trois spins et parités possibles pour le D^o.

II - ETUDE DE LA DESINTEGRATION DU D°

Une description complète d'un système de 3 corps ($K \bar{K} \pi$ par exemple) nécessite cinq variables. On choisira généralement deux énergies et trois angles. Les deux énergies, définies dans le système du centre de masse des 3 particules, seront celles de deux des particules. Leur domaine de variation est limité par le contour du diagramme de Dalitz. Les trois angles seront choisis de façon à décrire complétement le plan de désintégration.

1) Distributions caractéristiques de la normale au plan de désintégration

Le formalisme général de l'étude est développé dans la référence (III, 3). Dans le cas particulier de notre étude, il permet de prédire les distribution de l'angle des normales aux plans de désintégration (N_D) et de production (N_P) du D° $\left[W\ (\cos\theta_{ND \times NP})\right]$, ainsi que de l'angle de la normale au plan de désintégration du D° et de la direction du D° ($\vec{D}$) définie dans le système du centre des masses ($\bar{p}$ p) $\left[W\ (\cos\theta_{ND \times D})\right]$.

Pour les différentes hypothèses de spin et de parité que nous envisageons ici les prévisions sont les suivantes :

$$J^P_{D^\circ} = 0^- \quad \begin{cases} W\ (\cos\theta_{ND \times NP}) = \text{cte} \\ W\ (\cos\theta_{ND \times D}) = \text{cte} \end{cases}$$

$$J^P_{D^\circ} = 1^+ \quad \begin{cases} W\ (\cos\theta_{ND \times NP}) = A_o + A_1 \cos\theta + A_2 \cos^2\theta \\ W\ (\cos\theta_{ND \times D}) = A_o + A_2 \cos^2\theta \end{cases}$$

$$J^P_{D^\circ} = 2^- \quad \begin{cases} W\ (\cos\theta_{ND \times NP}) = A_o + \sum_{n=1}^{4} A_n \cos^n\theta \\ W\ (\cos\theta_{ND \times D}) = A_o + A_2 \cos^2\theta + A_4 \cos^4\theta \end{cases}$$

Nous donnons sur les figures (III, 5) et (III, 6) les distributions angulaires expérimentales pour les réactions (III, 1), (III, 2), (III, 3), (III, 4) et (III, 5) pour les événements de la région du D^o ainsi que pour deux intervalles des M^2 ($K \overline{K} \pi$) prises de part et d'autre de la bande caractéristique du D^o et considérés comme intervalles de contrôle.

Ces distributions ne présentent pas d'asymétries très marquées, aussi, comme le traduit la table (III, 7) qui donne les valeurs des A_i et des χ^2 pour chaque hypothèse de spin et de parité et pour chacune des distributions angulaires nous ne pouvons distinguer entre les trois hypothèses possibles pour $J^P_{D^o}$.

2) Etude du diagramme de Dalitz à la désintégration du D^o

Nous avons représenté (fig. III, 8) les diagrammes de Dalitz (*) pour la région des M^2 ($K \overline{K} \pi$) voisines de la masse du D^o ainsi que pour deux bandes de contrôle prises de part et d'autre de la région du D^o.

En absence d'interaction dans l'état final la densité de population du diagramme de Dalitz est uniforme. Elle est proportionnelle à $p^{2\ell_{K\overline{K}}} \otimes q^{2L_\pi}$ (**) dans le cas de l'approximation d'une interaction à faible portée.

Le diagramme de la bande inférieure ($1,4 \leq M^2 (K \overline{K} \pi) \leq 1,6$ GeV^2) montre une population compatible avec l'uniformité (fig. III, 8c). La bande supérieure ($1,76 \leq M^2 (K \overline{K} \pi) \leq 1,88$ GeV^2) présente une légère accumulation d'événements pour $T_\pi / T_{\pi max}$ voisin de 1 (fig. III, 8d). Ceci peut toutefois

---

(*) $T_\pi / T_{\pi max} = f\left[(T_K - T_{\overline{K}})/T_{\pi max}\right]$. T_π (T_K) étant l'énergie cinétique du π (K) et $T_{\pi max}$ l'énergie cinétique maximum du π dans le système du centre de masse D^o. Le contour du diagramme de Dalitz est fonction de la masse effective du système $K \overline{K} \pi$. En divisant $(T_K - T_{\overline{K}})$ et T_π par $T_{\pi max}$ nous obtenons un contour moins sensible aux variations de la masse du système $K \overline{K} \pi$.

(**) $\ell_{K\overline{K}}$ est le moment angulaire relatif du système $K \overline{K}$ et L_π le moment angulaire relatif du π par rapport au système $K \overline{K}$.

s'expliquer par la présence de $K^*(891)$ qui est très abondamment produit dans les états finals en 5 et 6 corps. Enfin la bande du D° ($1,62 \leq M^2 (K\bar{K}\pi) \leq 1,7$ GeV^2) est caractérisée par une forte accumulation d'événements pour les $T_\pi/T_{\pi max}$ élevés (fig. III, 8a et 8b).

Les projections à T_π et $(T_K - T_{\bar{K}})$ constantes sur les deux axes de ces diagrammes donnent directement la dépendance de la densité de population en $\ell_{K\bar{K}}$ et L_π. Pour la bande du D° on vérifie que la distribution sur l'axe $(T_K - T_{\bar{K}})/T_{\pi max}$ est uniforme, ce qui suggère $\ell_{K\bar{K}} = 0$. Par contre la projection sur l'axe $T_\pi/T_{\pi max}$ (fig. III, 8b)(*) n'est pas uniforme, ce qui exclurait $L_\pi = 1$ et par suite l'hypothèse 0^- pour le spin et la parité du D°. Ceci suppose toutefois que la population du diagramme de Dalitz à la désintégration du D° soit gouvernée par les propriétés de l'élément de matrice décrivant la désintégration plutôt que par des interactions dans l'état final. Nous verrons ci-dessous que l'on ne peut pas exclure totalement l'influence du $K^*(891)$ ou celle d'une interaction $K\bar{K}$ au seuil.

Nous avons porté sur la distribution de la figure (III, 8b) les courbes correspondant à $L_\pi = 1$ et $L_\pi = 2$. La compatibilité des distributions expérimentales avec ces deux hypothèses est donnée par les valeurs des χ^2 suivants :

$$\chi^2_{L=1}/\langle\chi^2\rangle = 4,5/7$$

$$\chi^2_{L=2}/\langle\chi^2\rangle = 3,5/7$$

Cette étude ne permet pas de choisir entre $J^P_{D^\circ} = 1^+$ et $J^P_{D^\circ} = 2^-$(**) et montre que $J^P_{D^\circ} = 0^-$ est peu probable.

(*) Dans cette étude le nombre d'événements de chaque intervalle de l'histogra a été divisé par la surface du diagramme de Dalitz correspondant à cet intervalle.

(**) Dans le cas de l'hypothèse 2^-, le problème est encore compliqué par le fai que nous pouvons alors avoir $\ell_{K\bar{K}} = 2$ et $L_\pi = 0$. Une faible contribution de cette amplitude ne peut être exclue par les résultats expérimentaux.

3) Etude des distributions caractéristiques de la désintégration du D^o

La faible statistique dont nous disposons, ne permet pas de faire une étude complète de la désintégration du D^o directement sur le diagramme de Dalitz aussi allons-nous poursuivre notre étude du spin et de la parité du D^o sur les distributions caractéristiques de la désintégration du D^o (fig. III, 9).

La figure (III, 9a) montre le diagramme des $M^2 (K_1^o \pi^{\pm})$ = f $(M^2 (K^{\pm} \pi^{\mp})$. Son peuplement n'est pas uniforme. La première diagonale de ce diagramme peut être graduée en $M^2 (K \bar{K})$ et l'observation du diagramme suggère une forte accumulation d'événements aux faibles valeurs des $M^2 (K \bar{K})$ ce qui est confirmé par la distribution des $M^2 (K \bar{K})$ (fig. III, 9c). La distribution des $M^2 (K \pi)$ (fig. III, 9b) présente une forte accumulation d'événements aux valeurs élevées des $M^2 (K\pi)$, ce qui pourrait suggérer un mode de désintégration du D^o en $(K^* + \bar{K})$ si le seuil de production de cet état final n'était pas à 100 MeV au-dessus de la masse du D^o. Toutefois nous envisagerons l'influence du $K^*(891)$ dans la désintégration du D^o. Enfin la figure (III, 9d) donne la distribution du cosinus de l'angle du K_1^o par rapport à la ligne de vol du $(K \bar{K})$ définie dans le système du centre de masse $(K \bar{K} \pi)$ pour des $M^2 (K \bar{K}) \leqslant 1{,}1$ GeV^2.

Nous allons essayer de décrire ces distributions, pour les trois hypothèses de $J^P_{D^o}$ ici envisagées :

- par un élément de matrice tenant compte de la désintégration sans faire intervenir d'interactions dans l'état final.
- en supposant l'existence d'une interaction $K \bar{K}$ au seuil considérée comme une résonance ($J^P = 0^+$, $I^G = 1^-$, $M_{K\bar{K}} = 1{,}00$ GeV, $\Gamma_{K\bar{K}} = 70$ MeV) (réf. III, 1 et III, 6).
- en faisant l'hypothèse de l'existence d'une interaction $(K \bar{K})$ au seuil dans l'état de spin isotopique I = 1, décrite par une longueur de diffusion dans l'onde S (réf. III, 6 et III, 7).
- en supposant l'existence d'une interaction $(K \pi)$ dans l'onde P que nous assimilerons à un effet du $K^*(891)$.
- en envisageant un mélange des deux dernières hypothèses.

a) Pas d'interaction dans l'état final

Nous avons déjà envisagé cette hypothèse ci-dessus en étudiant le diagramme de Dalitz à la désintégration du D°. L'ajustement aux distributions expérimentales(*) des spectres obtenus en utilisant pour décrire la désintégration du D° les éléments de matrices suivants :

$$J^P_{D^\circ} = 0^- \qquad M_\circ = 1$$
$$J^P_{D^\circ} = 1^+ \qquad M^i_1 = p^i_\pi \ (**)$$
$$J^P_{D^\circ} = 2^- \qquad M^{ij}_2 = p^i_\pi\, p^j_\pi - \frac{1}{3}\,\delta^{ij}\, p^2_\pi$$

confirme les conclusions données ci-dessus, à savoir que $J^P_{D^\circ} = 0^-$ est totalement exclue et que les hypothèses $J^P_{D^\circ} = 1^+$ et 2^- sont également probables(***).

b) Interactions $(K\,\overline{K})$ au seuil

Nous venons de voir qu'il est possible de reproduire l'accumulation d'événements aux faibles valeurs des $M^2\,(K\,\overline{K})$ par une onde P ou D existant entre le système $(K\,\overline{K})$ et le π de désintégration du D°(****).

(*) Nous y incluons également les distributions des $T_\pi/T_{\pi max}$ et $(T_K - T_{\overline{K}})/T_\pi$ dont l'information est partiellement contenue dans les distributions des $M^2\,(K\,\overline{K})$, $M^2\,(K\,\pi)$ et du $\cos\theta_{K^\circ_1}$.

(**) p_π est l'impulsion du π définie dans le système du centre de masse du D

(***) Les figures (III, 10A) donnent les distributions caractéristiques de la désintégration du D°. Les courbes 1, 2, 3 qui y ont été tracées correspondent aux trois éléments de matrice donnés ci-dessus. Nous donnons dans la table (III, 11) les χ^2 testant la compatibilité de chacune des trois hypothèses pour $J^P_{D^\circ}$.

(****) Dans cette hypothèse nous avons supposé que le système $(K\,\overline{K})$ était "sur une onde S".

Nous essayerons maintenant de reproduire les distributions décrivant la désintégration du D° en introduisant une interaction $(K\bar{K})$ au seuil représentée par une amplitude de Breit et Wigner (réf. III, 1 et III, 6).

$$BW\ (K\bar{K}) = \frac{1}{m^2_{K\bar{K}} - M^2_\circ + iM_\circ\ \Gamma_{K\bar{K}}}$$

avec $M_\circ = 1{,}0$ GeV et $\Gamma_{K\bar{K}} = 70$ MeV.

Pour les trois hypothèses de $J^P_{D^\circ}$ les éléments de matrice s'écrivent :

$$J^P_{D^\circ} = 0^- \qquad M_\circ\ (K\bar{K}) = BW\ (K\bar{K})$$

$$J^P_{D^\circ} = 1^+ \qquad M^2_1\ (K\bar{K}) = p^i_\pi\ BW\ (K\bar{K})$$

$$J^P_{D^\circ} = 2^- \qquad M^{ij}_\circ\ (K\bar{K}) = \left(p^i_\pi\ p^j_\pi - \frac{1}{3}\ \delta^{ij}\ p^2_\pi\right) BW\ (K\bar{K})$$

Nous avons porté les courbes (1), (2), (3) correspondant à chacun de ces éléments de matrice sur les figures (III, 10C) et nous donnons dans la table (III, 11) les χ^2 vérifiant la compatibilité de chacun de ces éléments de matrice.

Nous constatons que pour l'hypothèse $J^P_{D^\circ} = 2^-$ la distribution des $M^2_{K\bar{K}}$ est très mal reproduite ($\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 51/16$). L'hypothèse $J^P_{D^\circ} = 1^+$ reproduit également assez mal la distribution des $M^2_{K\bar{K}}$ ($\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 34/16$). Seule l'hypothèse $J^P_D = 0^-$ semble ici satisfaisante ($\chi^2_{total}/\langle\chi^2\rangle = 42/58$).

c) Longueur de diffusion $(K\bar{K})$ dans l'onde S

Des interactions $(K\bar{K})$ se manifestant par une accumulation d'événements au seuil des $M^2\ (K\bar{K})$ ont été observées dans plusieurs expériences et en particulier

- dans les annihilations d'antiprotons à l'arrêt (réf. III, 6) en 3 corps ($K^\circ\ K^\pm\ \pi^\mp$). L'interaction $(K\bar{K})$ dans l'état de spin isotopique I = 1 y a été interprétée par une longueur de diffusion dans l'onde S $|a| = 2{,}5 \pm 0{,}5$ fermis provenant de l'état initial $^1S_\circ$ ($J^P = 0^{-+}$, $I^G = 0^+$).

- dans les annihilations en 5 corps ($K_1^0\ K^{\pm}\ \pi^{\mp}\ \pi^{\mp}\ \pi^{\pm}$) le E^0 (réf. III, est abondamment produit. Une très forte interaction ($K\bar{K}$) au seuil dans l'état de spin isotopique I = 1 est observée dans la désintégration du E^0 dont les nombres quantiques les plus probables sont $J^P = I^G = 0^+$. Elle a pu être interprétée par une longueur de diffusion dans l'onde S $|a| = 3$ fermis.

- enfin dans les annihilations $\bar{p}\ p$ à 1,2 GeV/c en quatre corps $K_1^0\ K^{\pm}\ \pi^{\mp}\ \pi^0$ la présence d'une accumulation d'événements aux valeurs basses des M^2 ($K_1^0\ K^{\pm}$) n'a pu être expliquée que par une longueur de diffusion dans l'onde S $|a| = 2,5 \pm 0,5$ fermis(*).

Il est donc naturel de penser que la désintégration du D^0 présente également une forte interaction $K\bar{K}$ au seuil dans l'état de spin isotopique I = 1, susceptible d'être décrite par une longueur de diffusion dans l'onde S(**). Nous essayerons donc d'interpréter les distributions de la désintégration du D^0 à l'aide des éléments de matrice suivants :

$$J^P_{D^0} = 0^- \qquad M_0\ (K\bar{K}) = \mathcal{S}$$

$$J^P_{D^0} = 1^+ \qquad M_1^i\ (K\bar{K}) = \mathcal{S}\ p_\pi^i$$

$$J^P_{D^0} = 2^- \qquad M_2^{ij}(K\bar{K}) = \mathcal{S}\left(p_\pi^i\ p_\pi^j - \frac{1}{3}\ \delta^{ij}\ p_\pi^2\right)$$

où $\vec{p}_\pi$ est la quantité de mouvement du π dans le système du centre de masse ($K\bar{K}\pi$) et $\mathcal{S}$ un propagateur qui doit reproduire une longueur de diffusion dans l'onde S. Nous avons pris

$$\mathcal{S} = \frac{1}{1 + i\ |a|\ p_{K\bar{K}}}$$

(*) Signalons encore que toujours dans des annihilations d'antiprotons, mais à plus haute énergie (3 et 4 GeV), des interactions ($K\bar{K}$) dans l'état de spin isotopique I = 1 ont également été observées.

(**) Nous avons établi ci-dessus que le moment angulaire relatif interne du système ($K\bar{K}$) était égal à zéro ($\ell_{K\bar{K}} = 0$).

avec a = longueur de diffusion

$p_{K\bar{K}}$ = quantité de mouvement relative interne du système $(K\bar{K})$ définie dans le système du centre de masse $(K\bar{K})$

Nous présentons dans la table (III, 11) les χ^2 testant la compatibilité de chacune des hypothèses $J^P_{D^\circ}$ pour plusieurs valeurs de la longueur de diffusion $(K\bar{K})$.

Nous pouvons ainsi constater que pour $J^P_{D^\circ} = 0^-$ nous reproduisons parfaitement toutes les distributions caractérisant la désintégration du D° pour des longueurs de diffusion comprises entre $|a| = 1$ et 3 fermis. La meilleure compatibilité est obtenue pour $|a| = 2,5$ fermis. Pour $J^P_{D^\circ} = 1^+$ nous constatons par contre que si pour $|a| = 1$ fermi, nous obtenons une très bonne compatibilité qui décroît lorsque $|a|$ augmente. Nous avons également porté dans la table (III, 11) les valeurs des χ^2 relatifs à la distribution des $M^2(K\bar{K})$. Nous pouvons ainsi nous rendre compte que les fortes contributions aux χ^2 totaux viennent de l'incompatibilité de cette distribution avec les courbes théoriques [figures (III, 10D1), (III, 10E1), (III, 10F1)] lorsque $|a|$ croît.

Enfin pour $J^P_{D^\circ} = 2^-$, cette incompatibilité s'accroît encore plus. Si pour $|a| = 1$ fermi, cette hypothèse est encore possible, pour $|a| = 2$ et 3 fermis, elle devient fortement improbable.

d) Effet du $K^*(891)$ dans la désintégration du D°

Nous faisions remarquer ci-dessus que le mode de désintégration du D° en $K^*\bar{K}$ ($\bar{K}^*K$) ne devait pas être très favorisé car le seuil de cet état final est à 100 MeV au-dessus de la masse du D°. Toutefois on ne peut exclure, a priori, une interaction $(K\pi)$ dans l'onde P. Nous avons vérifié (table III, 11) que les prédictions (en particulier pour $J^P_{D^\circ} = 1^+$) obtenues en supposant que l'interaction $(K\pi)$ dans l'onde P produit du K^* ou n'en produit pas, sont équivalentes car dans notre cas nous sommes loin de la valeur centrale de la masse du K^*. Aussi pour la suite de l'étude avons nous préféré décrire l'interaction $(K\pi)$ dans l'onde P comme une manifestation du $K^*(891)$.

Dans le cadre de cette hypothèse les éléments de matrice décrivant la désintégration du D° s'écrivent :

$$J^P_{D^\circ} = 0^- \qquad M_0 (K^*) = \vec{p}_{K_1\pi} \cdot \vec{p}_{K_2} \, BW (K_1^*) + \vec{p}_{K_2\pi} \cdot \vec{p}_{K_1} \, BW (K_2^*)$$

$$J^P_{D^\circ} = 1^+ \qquad M_1^i (K^*) = p^i_{K_1\pi} \, BW (K_1^*) + p^i_{K_2\pi} \, BW (K_2^*)$$

$$J^P_{D^\circ} = 2^- \qquad M_2^{ij}(K^*) = \left[p^i_{K_1\pi} \, p^j_{K_2} + p^j_{K_1\pi} \, p^i_{K_2} - \frac{2}{3} \delta^{ij} (\vec{p}_{K_1\pi} \cdot \vec{p}_{K_2}) \right] BW (K_1$$

$$+ \left[p^i_{K_2\pi} \, p^j_{K_1} + p^j_{K_2\pi} \, p^i_{K_1} - \frac{2}{3} \delta^{ij} (\vec{p}_{K_2\pi} \cdot \vec{p}_{K_1}) \right] BW (K_2$$

Nous donnons sur les figures (III, 10B) les courbes (1), (2), (3) relatives à chacun de ces éléments de matrice. Les χ^2 vérifiant la compatibilit de chacune de ces hypothèses sont donnés dans la table (III, 11).

Nous constatons que l'hypothèse $J^P_{D^\circ} = 0^-$ est certainement exclue tandis que $J^P_{D^\circ} = 2^-$ reproduit assez mal la distribution $T_\pi / T_{\pi max}$. L'hypothèse $J^P_{D^\circ} = 1^+$ explique parfaitement les distributions expérimentales ($\chi^2_t / \langle \chi^2 \rangle = 54,8$

e) Etude d'un mélange des deux dernières hypothèses

Nous essayons d'expliquer les distributions expérimentales de désintégration du D° en supposant qu'il peut se manifester par l'intermédiaire de deux modes de désintégration :

$$D^\circ \to K^* \overline{K} \; (\overline{K}^* K)$$

$$\text{et} \quad D^\circ \to (K \overline{K})_{\text{seuil}} + \pi$$

où l'interaction $(K \overline{K})_{\text{seuil}}$ est décrite par une longueur de diffusion dans l'on S.

Les amplitudes décrivant la désintégration du D° pour les trois hypothèses de spin et de parité s'écrivent :

$$J^P_{D^\circ} = 0^- \qquad |M_o|^2 = \alpha \left|M_\circ (K^*)\right|^2 + (1-\alpha) \left|M_o (K\bar{K})\right|^2$$

$$J^P_{D^\circ} = 1^+ \qquad |M_1|^2 = \alpha \left|M^i (K^*) M_i^* (K^*)\right|^2 + (1-\alpha) \left|M^i (K\bar{K}) M_i^* (K\bar{K})\right|^2$$

$$J^P_{D^\circ} = 2^- \qquad |M_2|^2 = \alpha \left|\sum_{ij} M^{ij}(K^*) M^*_{ij}(K^*)\right|^2 + (1-\alpha) \left|\sum_{ij} M^{ij}(K\bar{K}) M^*_{ij}(K\bar{K})\right|^2$$

Les expressions explicites pour $M_\circ (K^*)$, $M^i (K^*)$, $M^{ij}(K^*)$, $M_\circ (K\bar{K})$, $M^i (K\bar{K})$ et $M^{ij} (K\bar{K})$ ont été données ci-dessus.

Nous cherchons à ajuster α pour obtenir le χ^2 minimum pour les distributions caractérisant la désintégration du D°. La table (III, 11) donne ces χ^2 pour les trois hypothèses de spin et de parité du D°. Nous pouvons constater que toutes les trois sont également probables. Toutefois l'hypothèse $J^P_{D^\circ} = 0^-$ ne nécessite pas l'introduction du mode de désintégration $K^* + \bar{K}$.

f) Discussion de l'existence de l'interaction (K π) dans l'onde P

Nous avons déjà émis certaines réserves contre la possibilité du mode de désintégration $K^* \bar{K}$ ($\bar{K}^* K$) pour le D°. Toutefois nous venons de voir qu'il permet à lui seul d'interpréter la désintégration du D° (*). Supposons donc un instant que ce mode de désintégration existe. Alors l'effet dû au K^* devrait également se manifester pour les événements dont les $M^2 (K\bar{K}\pi)$ sont au-delà de la région du D°. Or la figure (III, 8d) qui donne le diagramme de Dalitz relatif aux événements dont les $M^2 (K\bar{K}\pi)$ sont comprises entre 1,76 et 1,88 GeV^2 ne montre qu'une faible accumulation d'événements pour $T_\pi/T_{\pi max}$ voisin de 1 (**). Ceci exclut donc l'hypothèse d'une forte interaction (K π) dans l'onde P pour les événements de la région du D°.

(*) Le D° serait alors vraisemblablement un 1^+ (réf. III, 8)

(**) Cette région du diagramme de Dalitz correspond au domaine des $M^2 (K\pi)$ dans lequel les interférences des $K^*(891)$ sont possibles.

Nous sommes par suite amenés à penser que si une faible contribution du mode de désintégration $D^\circ \to K^* \overline{K}$ ($\overline{K}^* K$) ne peut être exclue(*) les proportions voisines de 50 % qu'on trouve lorsqu'on envisage les hypothèses $J^P_{D^\circ} = 1^+$ et 2^- nous semblent peu vraisemblables.

4) Conclusions

L'étude de la désintégration du D° nous a permis de dégager les faits suivants :

a) l'hypothèse $J^P_{D^\circ} = 0^-$ est exclue dans le cas où nous n'envisageons aucune interaction dans l'état final. Alors les hypothèses $J^P_{D^\circ} = 1^+$ et 2^- sont également probables.

b) En revanche, si nous introduisons une interaction ($K \overline{K}$) au seuil représentée par exemple par une longueur de diffusion ($|a|$) de 2 à 3 fermis, l'hypothèse $J^P_{D^\circ} = 0^-$ rend parfaitement compte des distributions décrivant la désintégration du D° (courbes de la figure (III, 9)). Les hypothèses $J^P_{D^\circ} = 1^+$ et 2^- sont alors moins probables, surtout si nous prenons une longueur de diffusion de l'ordre $|a| = 2,5$ fermis comme cela nous est suggéré par d'autres expérien (réf. III, 6 et III, 7).

On ne peut donc tirer de conclusions fermes entre ces deux possibilit sinon qu'ellesdonnent des prédictions opposées pour le spin et la parité du D°. Toutefois nous remarquons que l'étude des distributions angulaires de la normal au plan de désintégration du D°, ainsi que de celles qui définissent la production du D° étaient toujours complétement interprétées par l'hypothèse $J^P_{D^\circ} = 0^-$.

Nous considérons donc l'hypothèse physique qui donne au D° le spin zé et la parité moins comme plus probable.

(*) L'introduction de ce mode de désintégration n'est d'ailleurs pas nécessaire dans le cas de l'hypothèse $J^P_{D^\circ} = 0^-$.

III - CONCLUSIONS

L'étude de la singularité qui se manifeste par une "bosse" centrée à 1,67 GeV^2 dans les spectres des carrés des masses effectives du système ($K \bar{K} \pi$) de charge nulle, nous a permis de montrer qu'elle peut être interprétée comme une résonance dont le spin isotopique, la conjugaison de charge et la G parité sont :

$$I_{D^\circ} = 0 \quad ; \quad C_{D^\circ} = +1 \quad \text{et} \quad G_{D^\circ} = +1$$

et pour laquelle les valeurs les plus probables pour le spin et la parité sont $J^P_{D^\circ} = 0^-$ sans que toutefois $J^P_{D^\circ} = 1^+$ et 2^- puissent être exclues.

Cette étude nous a également permis de montrer l'existence d'une interaction $(K \bar{K})_{I=1}$ dans l'onde S qui a pu être interprétée par une longueur de diffusion $|a| = 2,5$ fermis. Il est à signaler que ce dernier fait n'est pas nouveau. En effet le E° (réf. III, 7) et l'état ^1S_o du protonium ($I_{\bar{p}p} = 0$) (réf. III, 6) dont les nombres quantiques sont les mêmes que les nombres quantiques les plus probables pour le D° ($J^P = 0^-$, $I^G = 0^+$) sont également caractérisés par une forte interaction $(K \bar{K})_{I=1}$ dans l'onde S qui y a été interprétée par une longueur de diffusion $|a| = 2,5 \pm 0,5$ fermis.

Pour confirmer les nombres quantiques du D° que nous venons de donner, il est nécessaire d'observer le mode de désintégration $D^\circ \to \eta^\circ \pi \pi$ qui est favorisé si $J^P_{D^\circ} = 0^-$. En revanche l'observation du D° en 4 π, en $\rho \rho$ ou en $\omega^\circ \omega^\circ$ indiquerait que $J^P_{D^\circ} = 0^-$ est interdit. Nous avons ainsi un test du spin et de la parité du D° indépendant de sa production et de sa désintégration. Malheureusement l'expérience décrite dans ce travail ne permet pas d'effectuer ce test.

-:-

F I G U R E S

Table III, 1 - Détails de l'étude des états finals $D^\circ X^\circ$. Prédictions quant aux états initiaux possibles.

Figure III, 2 - a) Définition des paramètres dynamiques de la réaction $\bar{p}\, p \to D$
b), c), d), e), f), g) - Distribution $W(\cos\phi)$, $W(\cos\chi)$ et $W(\cos\psi)$ pour la réaction $\bar{p}\, p \to D^\circ X^\circ$ avec $1,62 \leqslant M^2(K\bar{K}\pi) \leqslant 1,74\ GeV^2$
$M^2(K\bar{K}) \leqslant 1,1\ GeV^2$

Table III, 3 - Pour chacune des réactions $\bar{p}\, p \to D^\circ + \{\eta^\circ_{\pi^\circ}\}$ et $\bar{p}\, p \to D^\circ + \{\omega^\circ_{\rho^\circ}\}$ et pour les trois hypothèses de $J^P_{D^\circ}$ nous y donnons les expressi des éléments de matrices de transition M_L, les carrés des modu ($|M_L|^2$) et les distributions angulaires $W(\cos\phi)$, $W(\cos\chi)$ et $W(\cos\psi)$.

Table III, 4 - Résultats de l'étude de la production des états finals $D^\circ \pi^\circ$ et $D^\circ \eta^\circ$.

Figure III, 5 - Distributions du $\cos\theta_{ND,NP} = \vec{N}_D \cdot \vec{N}_P$ où $\vec{N}_D$ est le vecteur unitaire normal au plan $(K\bar{K}\pi)$ et $\vec{N}_P$ le vecteur unitaire normal au plan de production. Nous donnons ces distributions pour troi intervales de $M^2(K\bar{K}\pi)$ et pour les différentes réactions contribuant à la production du D°.

Figure III, 6 - Distributions du $\cos\theta_{ND,D} = \vec{ND} \cdot \vec{D}$ où $\vec{N}_D$ est le vecteur unitai normal au plan $(K\bar{K}\pi)$ et $\vec{D}$ le vecteur unitaire pris le long d la ligne de vol du D° dans le système du centre de masse $(\bar{p}\, p)$

Nous donnons ces distributions pour trois intervalles de M^2 $(K \bar{K} \pi)$ et pour les différentes réactions contribuant à la production du D°.

Table III, 7 - Résultats de l'étude du spin et de la parité du D° à partir des distributions angulaires relatives à la normale au plan de désintégration du D°.

Figure III, 8 - Diagrammes de Dalitz $T_\pi/T_{\pi max} = f\left((T_K - T_{\bar{K}})/T_{\pi max}\right)$ et leurs projections sur l'axe $T_\pi/T_{\pi max}$.

a) pour $1,62 \leqslant M^2 (K \bar{K} \pi) \leqslant 1,74$ GeV^2

b) distribution $T_\pi/T_{\pi max}$ pour les événements D°. La courbe (1) correspond à $J^P_{D^\circ} = 1^+$ et la courbe (2) à $J^P_{D^\circ} = 2^-$.

c) $1,76 \leqslant M^2 (K \bar{K} \pi) \leqslant 1,88$ GeV^2

d) $1,4 \leqslant M^2 (K \bar{K} \pi) \leqslant 1,6$ GeV^2

Figure III, 9 - a) Diagramme $M^2 (K^\pm \pi^\mp) = f (M^2 (K^\circ_1 \pi^\pm))$ pour les événements D°

b), c) distributions des $M^2 (K \pi)$ et $M^2 (K \bar{K})$ pour les événements D°

d) distribution du cos de l'angle du K°_1 par rapport à la ligne de vol du $(K \bar{K})$ évalué dans le système du centre de masse $(K \bar{K} \pi)$ pour les événements dont les $M^2 (K \bar{K}) \leqslant 1,1$ GeV^2.

Les courbes tracées sur les histogrammes de cette figure correspondent à l'hypothèse $J^P_{D^\circ} = 0^-$; la désintégration du D° étant expliquée par une interaction $(K \bar{K})_{I=1}$ dans l'onde S représentée par une longueur de diffusion $|a| = 2,5$ fermis.

Figure III, 10 - Distributions des $M^2 (K \bar{K})$, $M^2 (K \pi)$, du $\cos\theta_{K^\circ_1}$, de $T_\pi/T_{\pi max}$ et $(T_K - T_{\bar{K}})/T_{\pi max}$ pour les événements D° $\left[1,62 \leqslant M^2 (K \bar{K} \pi) \leqslant 1,74 \text{ GeV}^2\right]$.

Les courbes théoriques (1), (2), (3) tracées sur ces distributions correspondent respectivement à $J^P_{D^\circ} = 0^-$, 1^+ et 2^- en supposant

10,A) que le D^0 est décrit par un élément de matrice ne tenant par compte d'une interaction dans l'état final.

10,B) qu'une interaction ($K\pi$) dans l'onde P existe et que nou l'assimilons à un effet du $K^*(891)$

10,C) qu'une interaction ($K\bar{K}$) existe et qu'elle est assimilée à une résonance ($J^P = 0^+$, $I^G = 1^-$, $M_{K\bar{K}} = 1{,}02$ GeV, $\Gamma_{K\bar{K}} = 60$ MeV).

10,D,E,F) qu'une interaction $(K\bar{K})_{I=1}$ dans l'onde S existe et qu'elle est décrite par une longueur de diffusion $|a|$ = fermi (fig. D), $|a|$ = 2 fermis (fig. E) et $|a|$ = 3 fermis (fig. F).

Table III, 11 - Résumé de l'étude de la désintégration du D^0

- $(K\bar{K})_S$ y désigne une interaction ($K\bar{K}$) au seuil décrite comm une résonance ($J^P = 0^+$, $I^G = 1^-$, $M_{K\bar{K}} = 1{,}00$ GeV, $\Gamma_{K\bar{K}} = 70$
- $(K\bar{K})_{LD}$ désigne une interaction $(K\bar{K})_{I=1}$ dans l'onde S décr par une longueur de diffusion.

-:-

TABLE III,1

Etat Initial $P=(-1)^{l+1}$ $C=(-1)^{l+S}$		$^1S_0$ 0^{-+}	$^3S_1$ 1^{--}	$^1P_1$ 1^{+-}	$^3P_0$ 0^{++}	$^3P_1$ 1^{++}	$^3P_2$ 2^{++}
	$\ell_{\bar{p}p}$	0	0	1	1	1	1
$D^0(0^{-+})$ ρ^0 ω^0	L_{Dx}	C	[1]	[0,2]	C	C	C
η^0 π^0	L_{Dx}	P	C	C	[0]	P	[2]
$D^0(1^{++})$ ω^0 ρ^0	L_{Dx}	C	[0,2]	[1]	C	C	C
η^0 π^0	L_{Dx}	P	C	C	[1]	[1]	[1]
$D^0(2^{-+})$ ω^0 ρ^0	L_{Dx}	C	[1]	[0,2]	C	C	C
π^0 η^0	L_{Dx}	P	C	C	[2]	[2]	[0,2]

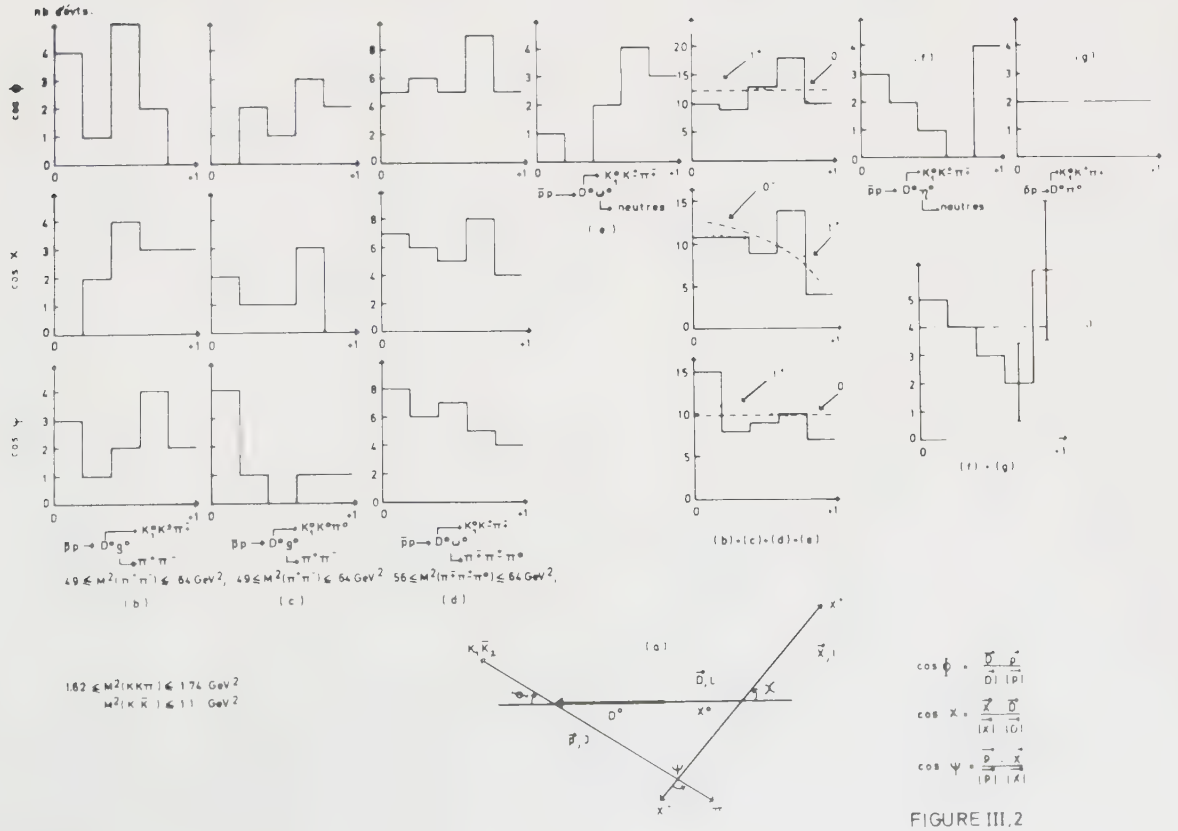


FIGURE III.2

TABLE III . 3

$\bar{P}P \to D^0 + (\ldots)$

ETAT INITIAL	$^3P_0(0^{++})$	$^3P_1(1^{++})$	$^3P_2(2^{++})$	$^3S_1(1^{--})$	$^1P_1(1^{+-})$
$J^{PC}(D^0)=0^{-+}$	$0^+ \to \frac{0^-+0^-}{L=0}$	$1^+ \not\to \frac{0^-+0^-}{L=2}$	$2^+ \to \frac{0^-+0^-}{L=2}$	$1^- \to \frac{0^-+1^-}{L=1}$	$1^+ \to \frac{0^-+1^-}{L=0,2}$
M_L	$M_0 = 1$		$M_2^{ij} = D^i D^j - \frac{1}{3}\delta^{ij} D^2$	$M_1^i = \varepsilon^{ijk} X_j D_k$	$M_0^i = X^i$ $M_2^i = (D^i D^j - \frac{1}{3}\delta^{ij} D^2) X_j$
$\lvert M_L\rvert^2$	1		$\lvert M_2\rvert^2 = \frac{1}{3} D^4$	$\lvert M_1\rvert^2 = (\vec{X} \wedge \vec{D})^2$	$\lvert M_0\rvert^2 = X^2$ $\lvert M_2\rvert^2 = \{D^2 (\vec{D}.\vec{X})^2 + X^2 D^4/3\}/3$ $M_0 M_2^* = (\vec{D}.\vec{X})^2 - X^2 D^2/3$
$W(\cos\Phi)$	1		1	1	1
$W(\cos\chi)$	1		1	$\sin^2\chi$	$A_0^2 + \frac{A_2^2}{5}\{\frac{4}{5} + \cos^2\chi\} + 2A_0A_2\cos\delta\{\cos^2\chi - 1/3\}$
$W(\cos\Psi)$	1		1	1	1
$J^{PC}(D^0)=1^{++}$	$0^+ \to \frac{1^+ + 0^-}{L=1}$	$1^+ \to \frac{1^+ + 0^-}{L=1}$	$2^+ \to \frac{1^+ + 0^-}{L=1}$	$1^- \to \frac{1^+ + 1^-}{L=0,2}$	$1^+ \to \frac{1^+ + 1^-}{L=1}$
M_L	$M_1 = P^i D_i$	$M_1^i = \varepsilon^{ijk} D_j D_k$	$M_2^{ij} = P^i D^j + P^j D^i - \frac{2}{3}\delta^{ij}(\vec{P}.\vec{D})$	$M_0^i = \varepsilon^{ijk} P^j X_j$ $M_2^i = \varepsilon^{jkl} P_j X_k (D_l D_i - \frac{1}{3}\delta_{li} D^2)$	$M_2^i = (X_i P_j - \frac{1}{3}\delta_{ij}(\vec{P}.\vec{X}))D + [P_i D_j - \frac{1}{3}\delta_{ij}(\vec{P}\vec{D})]X$ $+ [D_i D_j - \frac{1}{3}\delta_{ij}(\vec{D}.\vec{X})]P$
$\lvert M_L\rvert^2$	$\lvert M_1\rvert^2 = (\vec{D}.\vec{P})^2$	$\lvert M_1\rvert^2 = (\vec{P} \wedge \vec{D})^2$	$\lvert M_2\rvert^2 = \frac{2}{3}\{3P^2D^2 + (\vec{P}.\vec{D})^2\}$	$\lvert M_0\rvert^2 = (\vec{P} \wedge \vec{X})^2$ $\lvert M_2\rvert^2 = \{((\vec{P} \wedge \vec{X})\vec{D})\vec{D} - \frac{1}{3}(\vec{P} \wedge \vec{X}) D^2\}^2$ $M_0 M_2^* = \{(\vec{P} \wedge \vec{X})\vec{D}\}^2 - \frac{1}{3}(\vec{P} \wedge \vec{X})^2 D^2$	$\lvert M_1\rvert^2 = (\vec{P}.\vec{D})^2 X^2 + (\vec{D}.\vec{X})^2 P^2 + (\vec{X}.\vec{P})^2 D^2$ $+ 6(\vec{P}.\vec{D})(\vec{D}.\vec{X})(\vec{X}.\vec{P})$
$W(\cos\Phi)$	$\cos^2\Phi$	$\sin^2\Phi$	$\frac{2}{3}\{3 + \cos^2\Phi\}$	$A_0^2 + \frac{A_2^2}{27}(5 - 3\cos^2\Phi) + \frac{4}{3}A_0A_2\cos\delta\sin^2\Phi$	$3\cos^2\Phi + \frac{2}{3}$
$W(\cos\chi)$	1	1	1	$A_0^2 + \frac{A_2^2}{27}(5 - 3\cos^2\chi) + \frac{2}{3}A_0A_2\cos\delta\sin^2\chi$	$3\cos\chi + \frac{2}{3}$
$W(\cos\Psi)$	1	1	1	$A_0^2\sin^2\Psi + \frac{A_2^2}{5}\sin^2\Psi$	$3\cos^2\Psi + \frac{2}{5}$
$J^{PC}(D^0)=2^{-+}$	$0^+ \to \frac{2^- + 0^-}{L=2}$	$1^+ \to \frac{2^- + 0^-}{L=2}$	$2^+ \to \frac{2^- + 0^-}{L=0,2}$	$1^- \to \frac{2^- + 1^-}{L=1}$	$1^+ \to \frac{2^- + 1^-}{L=0}$
M_L	$M_2 = (P^iP^j - \frac{1}{3}\delta^{ij}P^2)(D_iD_j - \frac{1}{3}\delta_{ij}D^2)$	$M_2^L = \varepsilon^{ijk}(P_jP_m - \frac{1}{3}\delta_{jm}P^2)\cdot (D^mD_k - \frac{1}{3}\delta^m_k D^2)$	$M_0^{ij} = P^iP^j - \frac{1}{3}\delta^{ij}P^2$ $M_2^{ik} = (P^iP^j - \frac{1}{3}\delta^{ij}P^2)\cdot(D_iD^k - \frac{1}{3}\delta^k_j D^2)$	$M_1^L = \varepsilon^{ijk}[X_iD_j - \frac{1}{3}\delta_{ij}(\vec{X}.\vec{D})]\cdot[P_kP_l - \frac{1}{3}\delta_{kl}P^2]M_0^i = [P^iP^j - \frac{1}{3}\delta^{ij}P^2]X_j$	
$\lvert M_L\rvert^2$	$\lvert M_2\rvert^2 = [\frac{3}{2}(\vec{P}.\vec{D})^2 - \frac{1}{3}D^2P^2]^2$	$\lvert M_2\rvert^2 = (\vec{P}.\vec{D})^2(\vec{P} \wedge \vec{D})^2$	$\lvert M_0\rvert^2 = \frac{2}{3}P^4$ $\lvert M_2\rvert^2 = [P^4D^4/3 + P^4D^4(\vec{P}\vec{D})^2]/3$ $M_0M_2^* = [3P^2(\vec{P}.\vec{D})^2 - P^4D^2]/3$	$\lvert M_1\rvert^2 = \frac{1}{3}P^2[\vec{P}.(\vec{X} \wedge \vec{D})]^2 + \frac{1}{3}P^2(\vec{X} \wedge \vec{D})^2$	$\lvert M_0\rvert^2 = \frac{1}{3}[X^2P^2/3 + P^2(\vec{P}\vec{X})^2]$
$W(\cos\Phi)$	$[3\cos^2\Phi - 1]^2$	$\sin^2\Phi\cos^2\Phi$	$\frac{2}{3}A_0^2 + \frac{A_2^2}{27}(3\cos^2\Phi + 1) + \frac{2}{3}A_0A_2\cdot\cos\delta[3\cos^2\Phi - 1]$	$\frac{1}{27}[5 - 3\cos^2\Phi]$	1
$W(\cos\chi)$	1	1	1	$\frac{1}{3}\sin^2\chi$	1
$W(\cos\Psi)$	1	1	1	$\frac{4}{27}[5 - 3\cos^2\Phi]$	$\frac{4}{5}[3\cos^2\Psi + 1]$

TABLE III, 4

Etude de la production des états finals $D^\circ \pi^\circ$ et $D^\circ \eta^\circ$

hypothèse de l'état initial \ $J^{PC}_{D^\circ}$	0^-		1^+	2^-
^3P_o	$\chi^2/\langle\chi^2\rangle$ =	3,2/5	17/5	7,0/5
$^3P_1$			7,4/5	30,8/5
$^3P_2$	3,2/5		3,4/5	3,0/3
$\alpha\ ^3P_o + (1-\alpha)\ ^3P_1$	α =	1	,3 $\pm$,1	,7 $\pm$,1
	$\chi^2/\langle\chi^2\rangle$ =	3,5/5	3,6/4	2,7/4
$\alpha\ ^3P_o + (1-\alpha)\ ^3P_1$	α =	indéter-miné	- ,14 $\pm$,21	indéterminé
	$\chi^2/\langle\chi^2\rangle$ =		3,2/4	
$\alpha\ ^3P_1 + (1-\alpha)\ ^3P_2$	α =	0	,14 $\pm$, 3	indéterminé
	$\chi^2/\langle\chi^2\rangle$ =	3,2/5	3,3/4	
$\alpha\ ^3P_2 + \beta\ ^3P_1$	α =	indéter-miné	- 7,1 $\pm$ 2,8	indéterminé
$+ (1-\alpha-\beta)\ ^3P_2$	β =		- 9,6 $\pm$ 3,9	
	$\chi^2/\langle\chi^2\rangle$ =		,06/3	

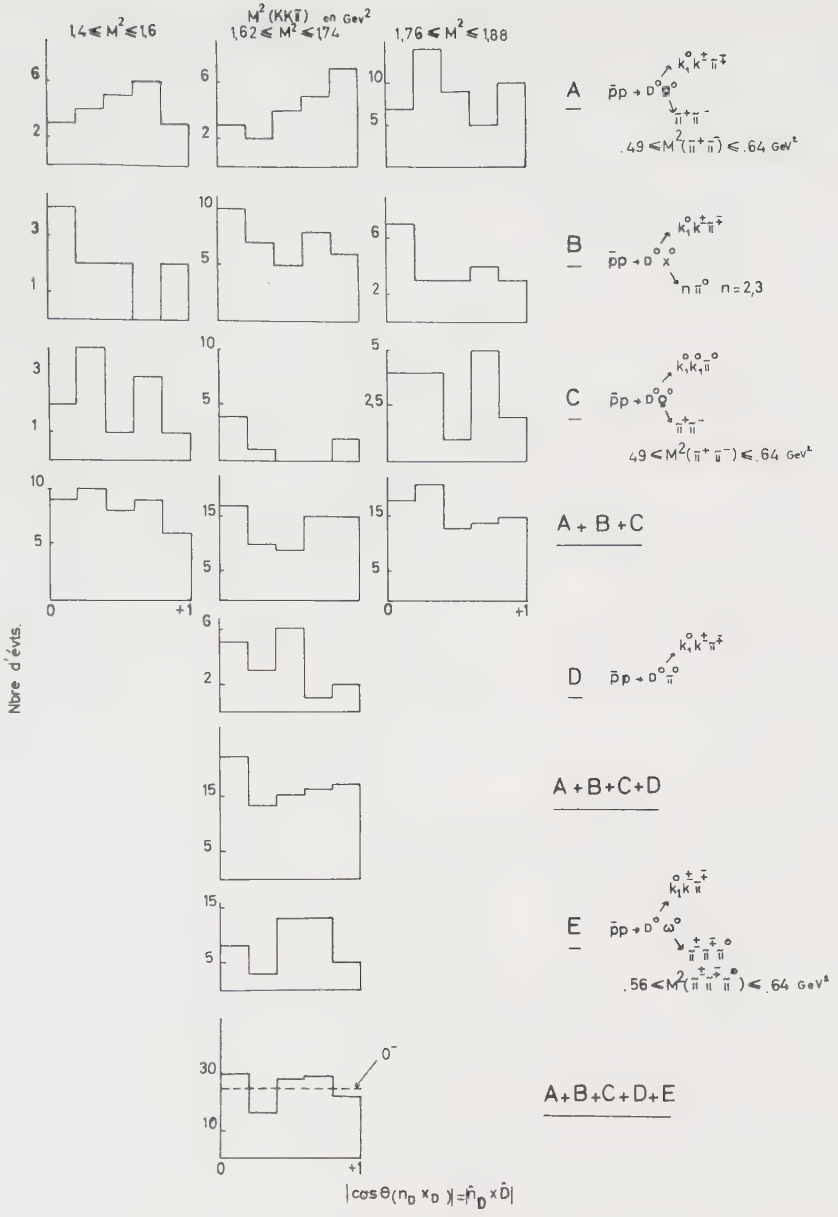


FIGURE III, 5

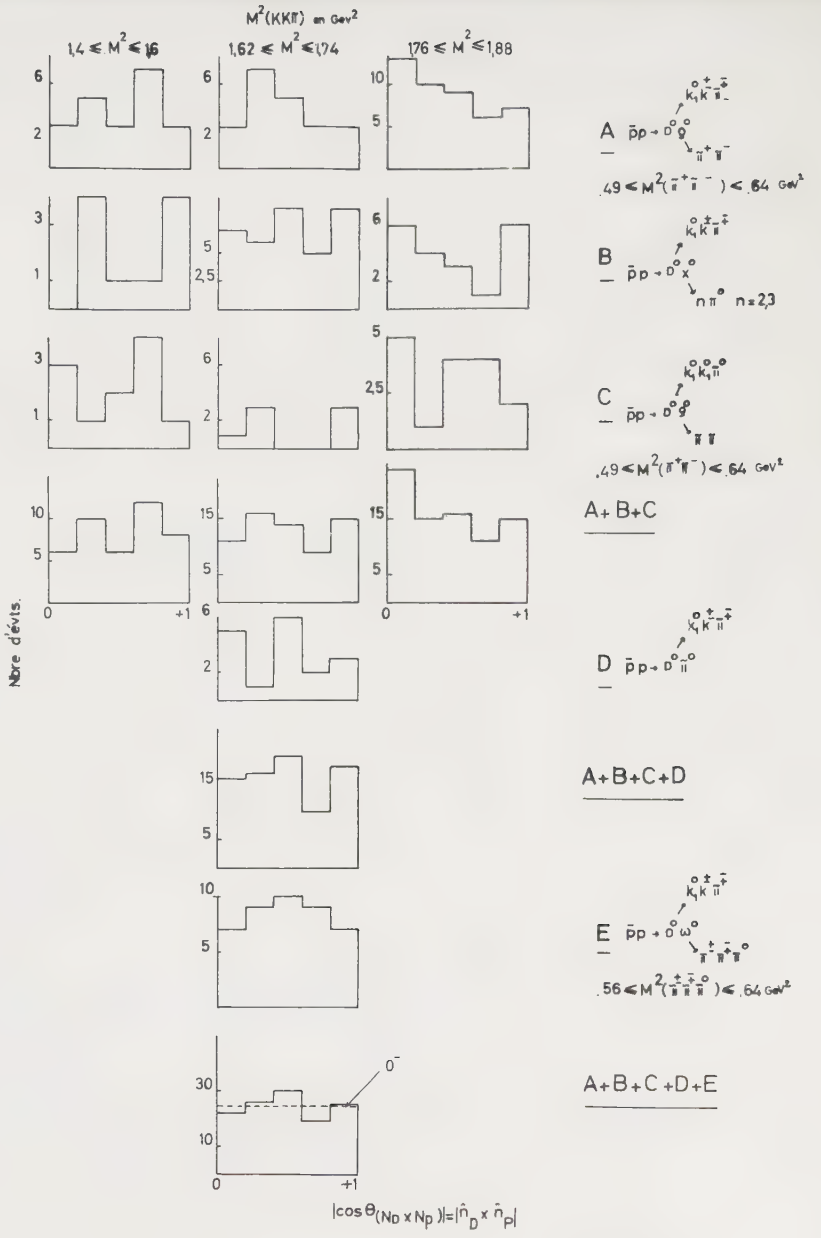


FIGURE III, 6

Table III,7

	HYPOTHESES DE SPIN					
	0⁻		1⁻		2⁻	
PREVISIONS / REACTIONS	1	1	$A_0 + A_1\cos\theta + A_2\cos^2\theta$	$A_0 + A_2\cos^2\theta$	$A_0 + \frac{1}{2}\sum_{n=1}^{4} A_n\cos^n\theta$	$A_0 + A_2\cos^2\theta + A_4\cos^4\theta$
	$\cos\theta_{\vec{K}_D^0}\cdot\vec{n}_p$	$\cos\theta_{\vec{n}_D}\cdot\vec{s}$	$\cos\theta_{\vec{n}_D}\cdot\vec{n}_p$	$\cos\theta_{\vec{n}_D}\cdot\vec{s}$	$\cos\theta_{\vec{n}_D}\cdot\vec{n}_p$	$\cos\theta_{\vec{n}_D}\cdot\vec{s}$
$\bar{p}p \to D^0\rho^0$, $K^0_S K^\pm\pi^\mp$, $\pi^\pm\pi^\pm$, 21 evts	$\chi^2/\langle\chi^2\rangle$	$\chi^2/\langle\chi^2\rangle$	$A_0 = 0,7 \pm 0,4$	$0,5 \pm 0,2$		$A_0 = 0,6 \pm 0,2$
			$A_1 = 1,3 \pm 1,0$			$A_2 = 0,3 \pm 0,7$
	2,7/5	4,2/5	$A_2 = -1,0 \pm 1,5$	$0,5 \pm 0,2$		$A_4 = 0,1 \pm 0,9$
			$\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 1,5/3$	0,5/4	$\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 0,0/1$	0,4 7/3
$\bar{p}p \to D^0(\chi^0)$, $K^0_S K^\pm\pi^\mp$, neutres, 36 evts	1,9/5	2,4/5	$A_0 = 1,1 \pm 0,4$	$1,1 \pm 0,1$		$A_0 = 1,2 \pm 0,2$
			$A_1 = -0,5 \pm 0,9$			$A_2 = -0,5 \pm$
			$A_2 = 0,4 \pm 1,3$	$-0,1 \pm 0,1$		$A_4 = 0,3 \pm 0,7$
			$\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 1,7/3$	$\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 1,8/4$	$\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 0,0/1$	1,5/3
$\bar{p}p \to D^0\rho^0$, $K^0_S K^\pm\pi^\mp$, $\pi^+\pi^-$, 7 evts	1,9/5	2,0/5	$A_0 = 0,9 \pm 0,9$	$0,9 \pm 0,4$		$A_0 = -0,9 \pm 0,9$
			$A_1 = 4,7 \pm 2,7$			$A_2 = +5,8 \pm 2,5$
			$A_2 = -2,9 \pm 3,6$	$0,1 \pm 0,4$		$A_4 = -3,8 \pm 3,4$
			$\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 3,1/3$	2,1/4	$\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 4,1/1$	$\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 0,0/3$
$\bar{p}p \to D^0\pi^0$, $K^0_S K^\pm\pi^\mp$, 17 evts	0,4/5	0,4/5	$A_0 = 1,7 \pm 0,6$	$1,5 \pm 0,2$		$A_0 = 1,7 \pm 0,2$
			$A_1 = -2,1 \pm 1,4$			$A_2 = -1,4 \pm 0,6$
			$A_2 = 1,5 \pm 2,0$	$-0,5 \pm 0,2$		$A_4 = 0,7 \pm 0,8$
			$\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 6,8/3$	4,7/4	$\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 0,0/1$	$\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 3,0/3$
$\bar{p}p \to D^0\omega^0$, $K^0_S K^\pm\pi^\mp$, $\pi^+\pi^-\pi^0$, 42 evts	0,2/5	14,8/5	$A_0 = 0,6 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,1$		$A_0 = 0,3 \pm 0,2$
			$A_1 = 0,1 \pm 0,8$			$A_2 = 1,9 \pm 0,5$
			$A_2 = -0,7 \pm 1,1$	$0,1 \pm 0,1$		$A_4 = -1,5 \pm 0,7$
			$\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 0,0/3$	$\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 14,4/4$	$\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 0,0/1$	$\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 1,0/3$
STATISTIQUE GLOBALE, 125 evts	3,0/5	7,2/5	$A_0 = 0,9 \pm 0,2$	$0,97 \pm 0,06$		$A_0 = 0,9 \pm 0,1$
			$A_1 = 0,3 \pm 0,5$			$A_2 = 0,4 \pm 0,3$
			$A_2 = -0,19 \pm 0,7$	$0,02 \pm 0,06$		$A_4 = 0,2 \pm 0,4$
			$\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 2,7/3$	7,1/4	$\chi^2/\langle\chi^2\rangle = 0,0/1$	6,4/3

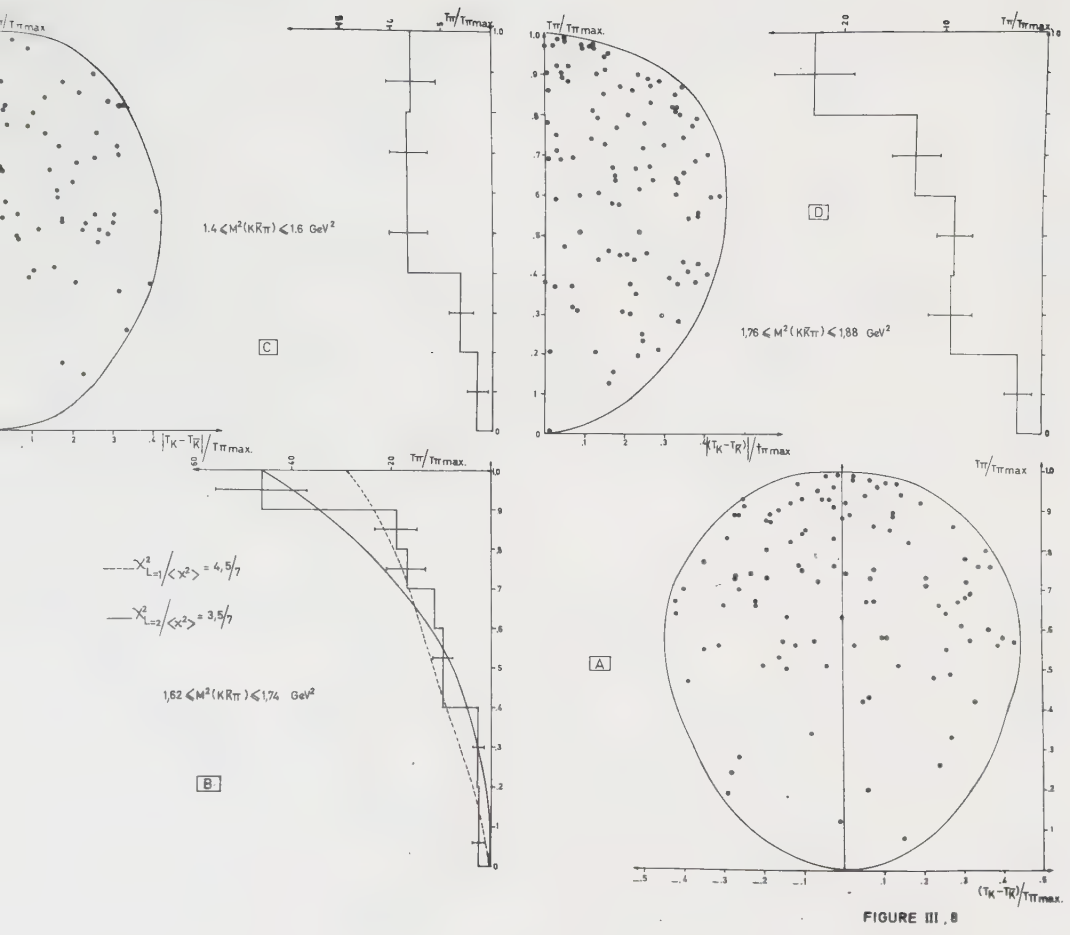


FIGURE III , 8

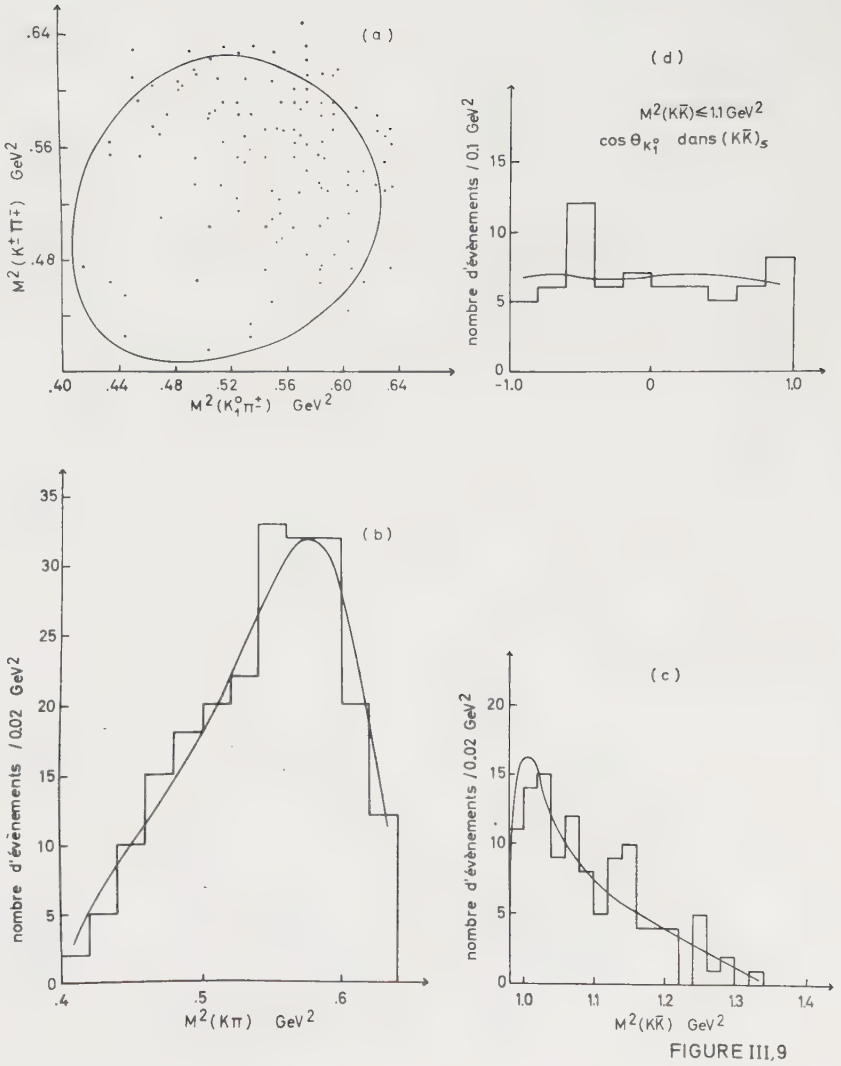
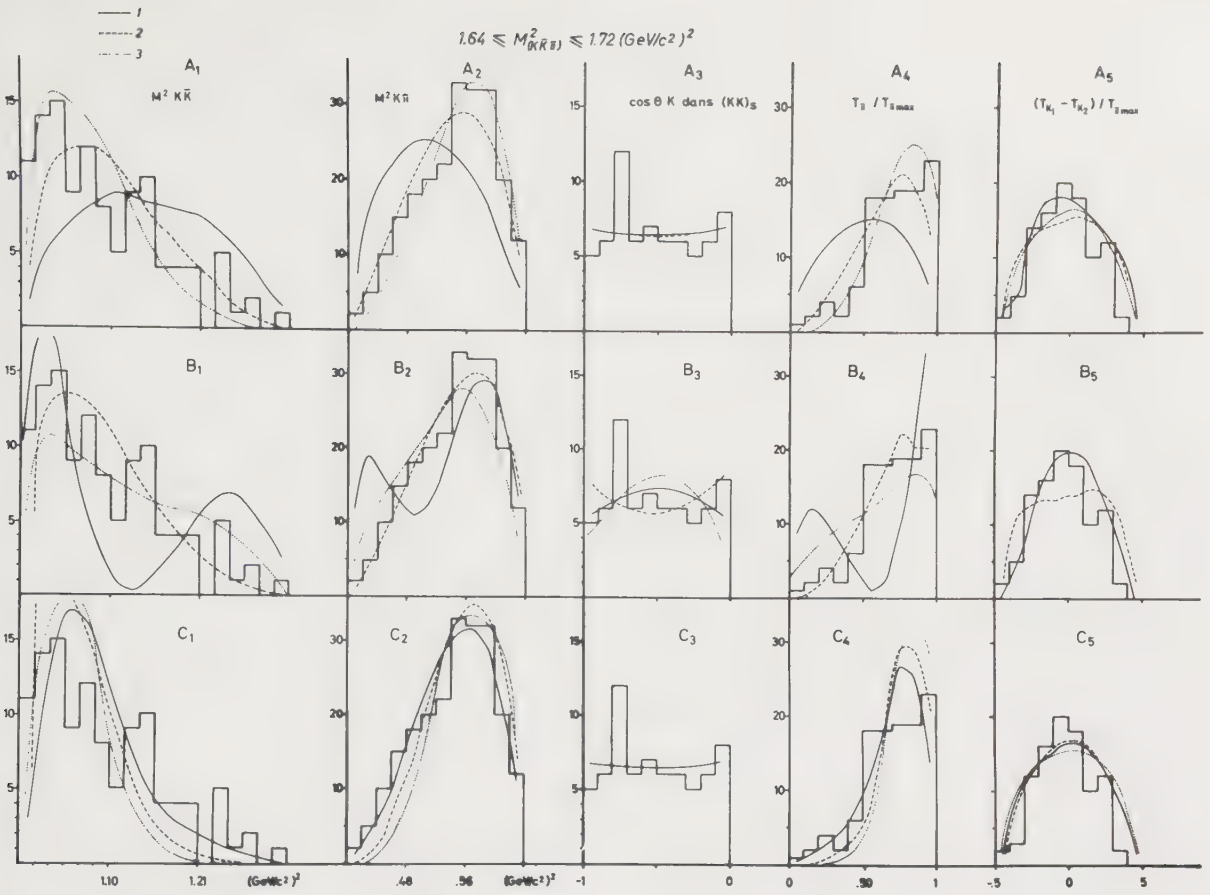


FIGURE III,9



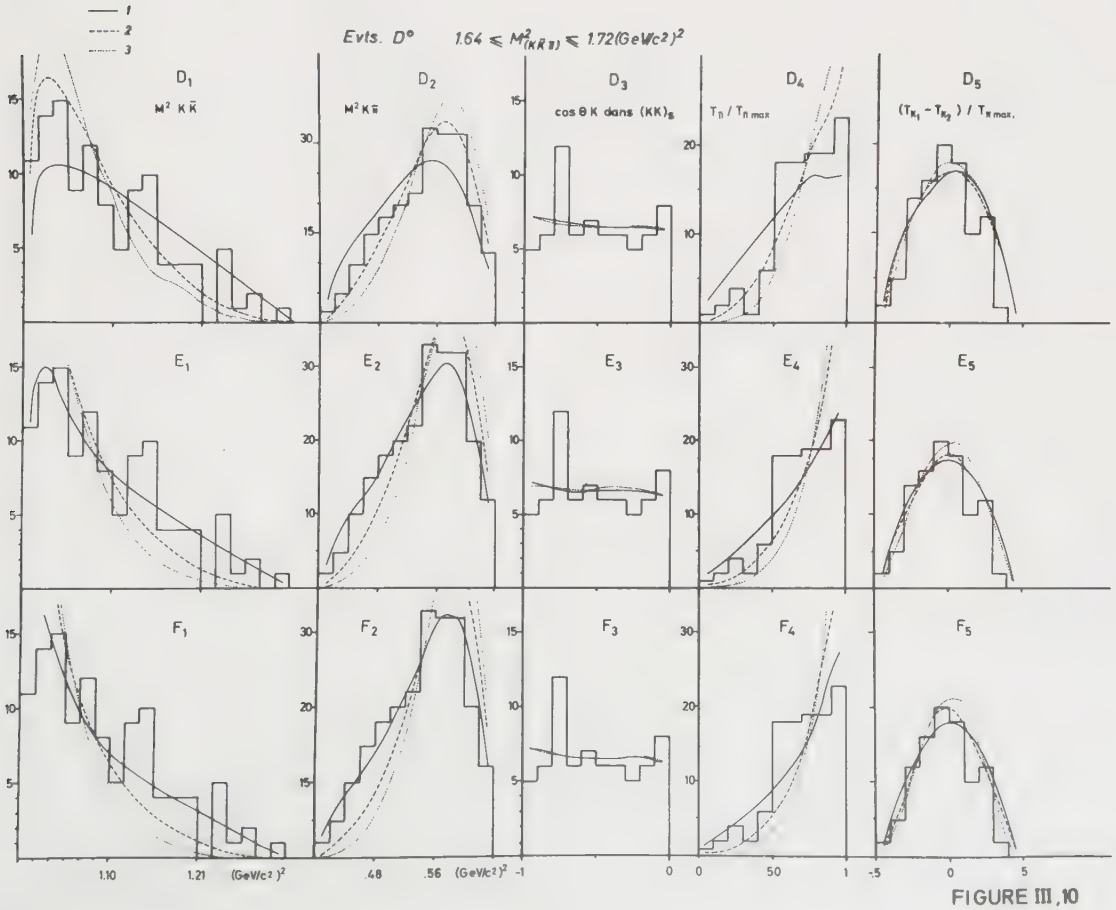


FIGURE III,10

Table III 11

Etude de la désintégration du D°

Hypothèse / J^P (D°)		0⁻			1⁺			2⁻		
$D^\circ \to \overbrace{k\bar{k} + \pi}^{L\pi}$			310,8/58			71,7/58			54,3/58	
$D^\circ \to k^*_{891} + k$			367/58	76,8/16		54,8/58	19,5/16		120/58	21,6/16
$D^\circ \to \underbrace{k\pi}_{\ell=1} + \overbrace{k}^{L}$			703/58	(131,6/16)		72/58	19,3/16		250/58	46/16
$D^\circ \to (k\bar{k})_S + \pi$			41,5/58	15,8/16		93,8/58	33,7/16		157,1/58	51,3/16
$D^\circ \to \overbrace{(k\bar{k})_{LD} + \pi}^{\ell}$	1ℓ		88,8/58	(16/16)		42,5/58	(15/16)		89,8/58	(30,2/16)
	2ℓ		44,5/58	(8,2/16)		73,2/58	(24,6/16)		161,8/58	(52/16)
	2,5ℓ		42/58	9,4/16						
	3ℓ		45,6/58	13,2/16		107,3/58	38/16		211,5/58	73,6/16
$\alpha\left[D^\circ \to (k\bar{k})_{LD} + \pi\right]$	1ℓ	$\alpha = 1,0 \pm ,04$	88,7/57		$\alpha = ,76 \pm ,15$	41,8/57		$\alpha = ,53 \pm ,04$	38,7/57	
$+ (1-\alpha)\left[D^\circ \to (k\pi) + k\right]$	2ℓ	$\alpha = 1,10 \pm ,04$	40,7/57		$\alpha = ,36 \pm ,08$	43,6/57		$\alpha = ,42 \pm ,03$	48,1/57	
	2,5ℓ	$\alpha = 1,10 \pm ,04$	38,1/57							
	3ℓ	$\alpha = 1,08 \pm ,04$	42,5/57		$\alpha = ,28 \pm ,06$	43,6/57		$\alpha = ,37 \pm 0,3$	52,9/57	
			χ^2total/$\langle\chi^2\rangle$	$\chi^2 k\bar{k}/\langle\chi^2 k\bar{k}\rangle$		χ^2total/$\langle\chi^2\rangle$	$\chi^2 k\bar{k}/\langle\chi^2 k\bar{k}\rangle$		$\langle\chi^2$total$\rangle/\langle\chi^2\rangle$	$\chi^2 k\bar{k}/\langle\chi^2 k\bar{k}\rangle$

FIGURE III,11

C O N C L U S I O N

La présente étude des annihilations d'antiprotons de 1,18 GeV/c dans la chambre à bulles à hydrogène liquide de 81 cm de Saclay placée auprès du synchrotron à protons de 28 GeV du CERN, si elle n'a pas permis de confirmer le C (K π π) (réf. 0, 3) et le E° (réf. 0, 2) dont l'évidence est très faible dans les états finals en 5 corps (1,5 écarts quadratiques moyens), nous a permis par contre :

- de mettre en évidence une résonance nouvelle : le D° (K $\overline{K}$ π), dont la masse est égale à 1290 $\pm$ 5 MeV et la largeur 30 $\pm$ 5 MeV.

Nous avons établi au cours de notre étude de cette résonance que ses nombres quantiques les plus probables sont : $J^P = 0^-$, $I^G = 0^+$ sans que nous puissions exclure $J^P = 1^+$ et 2^-. Cette ambiguïté tient au fait que nous pouvons trouver plusieurs interprétations pour expliquer la désintégration du D°, à savoir : nous pouvons l'interpréter soit à l'aide d'un élément de matrice ne tenant pas compte d'interactions dans l'état final (cette hypothèse favorise $J^P = 1^+$ et 2^-), soit en faisant intervenir des interactions dans l'état final.

Si nous avons pu exclure l'explication de la désintégration du D° par une interaction $K\pi$ dans l'onde P, se manifestant sous forme de $K^*(891)$ dans la désintégration du D°, nous ne pouvons faire de même pour l'interaction $(K\bar{K})_{I=1}$ dont l'existence et l'interprétation par une longueur de diffusion dans l'onde S nous sont suggérées par d'autres expériences [réf (III, 6 ; III, 7 I, 13)]. Ainsi nous avons pu décrire complétement la désintégration du D° à l'aide d'un élément de matrice correspondant à $J^P = 0^-$ en faisant intervenir une longueur de diffusion $K\bar{K}$ dans l'onde S de 2,5 fermis.

Notre étude du D° nous a encore permis de montrer qu'il avait tendance à se produire dans des états finals à 2 corps du type $D^\circ X^\circ$ où X° a pu être identifié au ω°, au η°, au ρ° et au π°. Aussi avons nous utilisé des amplitudes relatives à ces productions associées pour décrire les états finals $K\bar{K}\pi\pi\pi$ et $K\bar{K}\pi\pi\pi\pi$ qui, nous l'avons vu dans la deuxième partie de ce travail, sont dominés par la production du $K^*(891)$, du $\rho(750)$ et du $\omega^\circ(780)$.

Signalons encore qu'en supposant que notre lot d'événements est libre de toutes distorsions, le test des déformations systématiques que nous avons décrit dans la première partie de notre travail peut encore être interprété comme un test de la conservation de la conjugaison de charge C et de PC dans les interactions fortes. Notre expérience permet de donner comme limite inférieure pour l'amplitude de violation (réf. I, 12).

de CP $\quad V_{CP} = (0,4 \pm 1,0) \times 10^{-2}$

de C $\quad V_{C} = (0,4 \pm 1,0) \times 10^{-2}$

de P $\quad V_{P} = (0,1 \pm 1,0) \times 10^{-2}$

Enfin une expérience annexe cherchant à mesurer la polarisation de l'antiproton après une première diffusion dans la chambre à bulles, nous a permis de montrer que les antiprotons entrant dans la chambre à bulles ne sont pas polarisés. Cette expérience nous a permis de donner une limite supérieure de 20 % pour la polarisation de l'antiproton diffusé (réf. I, 15).

A N N E X E 1

—o—

TEST DE L'INVARIANCE SOUS CP et C DES ANNIHILATIONS $\bar{p}$ p A 1,18 GEV/C COMPORTANT DES PARTICULES ETRANGES (Réf. I, 12)

—o—

Dans cette annexe nous présentons les résultats relatifs à la recherche dans notre lot d'annihilations d'antiprotons d'une éventuelle violation de l'invariance des interactions fortes sous C et CP. Pour cette étude nous avons utilisé le lot global d'événements tel qu'il a été décrit dans le chapitre II de la première partie.

Considérons les deux réactions conjuguées de charge

$$\bar{p}\, p \to 1 + 2 + X \qquad (1)$$

$$\bar{p}\, p \to \bar{1} + \bar{2} + \bar{X}\ ^{*} \qquad (2)$$

où X est un ensemble quelconque de particules.

Désignons par $W(p_1, \theta_1, p_2, \theta_2, \phi_{12})$ la probabilité de trouver les particules 1 (2) avec les quantités de mouvement p_1 (p_2) faisant respectivement des angles θ_1 (θ_2) avec la direction de l'antiproton incident, ϕ_{12} est l'angle

---

(*) Les particules $\bar{1}$, $\bar{2}$, $\bar{X}$ de (2) peuvent être ou ne pas être les mêmes que les particules 1, 2 et X de (1).

azimutal de la particule 2 par rapport au plan défini par la particule 1 et l'antiproton(*).

Païs (réf. I, 10) a montré que la conservation de CP permet de prédire que :

$$W(p_1, \theta_1, p_2, \theta_2, \phi_{1\,2}) = W(p_{\bar{1}}, \pi - \theta_{\bar{1}}, p_{\bar{2}}, \pi - \theta_{\bar{2}}, \phi_{\bar{1}\,\bar{2}})$$

et que la conservation de CR(**) prédit que :

$$W(p_1, \theta_1, p_2, \theta_2, \phi_{1\,2}) = W(p_{\bar{1}}, \pi - \theta_{\bar{1}}, \pi - \theta_{\bar{2}}, -\phi_{\bar{1}\,\bar{2}})$$

En intégrant sur les variables adéquates et en supposant l'invariance sous C et CP, ceci entraîne :

$$W(p_1) = W(p_{\bar{1}}) \qquad W(p_2) = W(p_{\bar{2}})$$
$$W(\theta_1) = W(\pi - \theta_{\bar{1}}) \qquad W(\theta_2) = W(\pi - \theta_{\bar{2}})$$

De plus l'invariance sous CP implique que

$$W(\phi_{1\,2}) = W(\phi_{\bar{1}\,\bar{2}})$$

tandis que l'invariance sous CR, donc sous C (si nous admettons l'invariance sous R) prédit que nous devons avoir :

$$W(\phi_{1\,2}) = W(-\phi_{\bar{1}\,\bar{2}})$$

Nous avons donc ici la possibilité de distinguer un test de CP, d'un test de C seul. Ces prédictions sont valables pour toutes les paires de particules des réactions (1) et (2).

Notre test de l'invariance sous CP et C portera sur les réactions :

$$\bar{p}\,p \to K_1^0\,K^+\,\pi^- \qquad (3)$$
$$\bar{p}\,p \to K_1^0\,K^-\,\pi^+ \qquad (4)$$
$$\bar{p}\,p \to K_1^0\,K^+\,\pi^-\,\pi^0 \qquad (5)$$

(*) Toutes ces quantités sont définies dans le système de centre de masse $\bar{p}\,p$

(**) R est une rotation de 180° autour d'un axe perpendiculaire à la direction de propagation de l'antiproton et du proton dans le système du centre de masse $\bar{p}\,p$.

$$\bar{p}\,p \to K_1^o\, K^-\, \pi^+\, \pi^o \qquad (6)$$
$$\bar{p}\,p \to K_1^o\, (K^o)\, \pi^+\, \pi^- \qquad (7)$$
$$\bar{p}\,p \to K_1^o\, K_1^o\, \pi^+\, \pi^- \qquad (8)$$
$$\bar{p}\,p \to K_1^o\, K^+\, \pi^-\, \pi^-\, \pi^+ \qquad (9)$$
$$\bar{p}\,p \to K_1^o\, K^-\, \pi^+\, \pi^+\, \pi^- \qquad (10)$$

L'application des tests décrits ci-dessus (en excluant toutefois les réactions (7) et (8) pour lesquelles nous ne pouvons distinguer les deux états conjugués de charge) en utilisant le modèle que nous allons décrire ci-dessous donne $(0,4 \pm 1,0) \times 10^{-2}$ pour l'amplitude relative de violation de CP et $(0,4 \pm 1,0) \times 10^{-2}$ pour celle relative à la non conservation de C.

De ces résultats nous pouvons conclure que nous n'observons aucune violation de C ni de CP. Cependant, on pourrait attendre une augmentation de cette amplitude de violation pour des réactions dominées par une interaction dans l'état final (réf. I, 11).

L'analyse de nos résultats expérimentaux des réactions (3) à (10) montre une forte production de K^* (891) (réf. I, 13), aussi avons nous appliqué les tests déjà décrits aux deux états conjugués de charge suivants :

$$\bar{p}\,p \to K^* + \bar{K} + n\,\pi \qquad (n = 0, 1, 2) \qquad (11)$$
$$\bar{p}\,p \to \bar{K}^* + K + n\,\pi \qquad (12)$$

Un autre argument pour préférer ce type de classification est que des réactions qui à première vue paraissent conjuguées de charge l'une de l'autre, par exemple (3) et (4) peuvent en fait provenir d'une même réaction, soit (11) ou (12). Dans cette étude nous pourrons également séparer les réactions (7) et (8) et les classer selon (11) ou (12). Nous devons toutefois souligner la difficulté que nous rencontrons pour choisir la combinaisons $K\pi$ qui produit le K^*.

Pour les réactions (3) et (4) seulement 50 % des événements donnent du K^* (réf. I, 13) nous appellerons ici K^* la combinaison pour laquelle $0,7 \leq M^2_{K\pi} \leq 0,9$ GeV^2. Dans les autres réactions nous avons plus de 70 % de K^* produit aussi définissons-nous comme K^* la combinaison $K\pi$ dont la masse effective est la plus

proche de la masse du $K^*(891)$. Il pourra donc y avoir une contamination due à un mauvais choix de la combinaison $K\pi$ (*). Ceci toutefois n'altère pas les prédictions imposées par la conservation de CP et de C pour ces événements.

Pour vérifier les prédictions définies ci-dessus nous faisons les distributions (**) des quantités de mouvement et des angles pour toutes les particules des réactions (11) et (12). La plupart des distributions angulaires sont anisotropes, ce qui rend le test plus sensible. Les figures (1), (2) donnent les distributions correspondant aux réactions

$$\bar{p}\,p \to K^*\bar{K}\,\pi$$
$$\bar{p}\,p \to \bar{K}^*K\,\pi$$

Les prédictions déduites de l'invariance sous CP et C imposent l'identité des mêmes paires de distributions provenant de (11) et (12) (***). Nous examinons cette identité en évaluant le χ^2 de leur différence

$$\chi^2 = \frac{1}{W}\sum_{i=1}^{NB}(N_i - \bar{N}_i)^2/(N_i + \bar{N}_i)$$

où W est le poids moyen de chaque événement, N_i et $\bar{N}_i$ respectivement le nombre d'événements contenus dans le $i^{ème}$ intervalle de chacune des distributions des réactions (11) et (12) et NB le nombre d'intervalles de chacune des distributions. Dans le cas où aucune violation n'apparaît, ce χ^2 doit être égal à NB (****).

La table (3), donne la liste des distributions utilisées pour le test de l'invariance sous CP. La table (4) donne celles utilisées pour le test de

---

(*) Dans ces événements 4 combinaisons $(K\pi)$ avec $T_Z = \pm 1/2$ sont présentes.

(**) Chacune des distributions est pondérée comme il a été décrit au chapitre II de la première partie.

(***) Quand une prédiction est due à la fois à l'invariance sous C et CP, nous la considérons comme due à l'invariance sous CP.

(****) Chacune des réactions donne plus d'une distribution. Nous supposons que les distributions que nous avons choisies sont indépendantes les unes des autres.

l'invariance sous C et la table (5) celles relatives au test de l'invariance sous P(*).

Nous ne constatons aucune déviation significative des χ^2 par rapport aux χ^2 attendus et nous pouvons conclure que nos résultats sont en bon accord avec les prédictions de l'invariance sous C et CP. Pour estimer l'amplitude relative de non conservation nous devons faire un modèle.

Rigoureusement, nous devrions pour C par exemple introduire une amplitude qui ne conserve pas C, soit α_{LS}, et une amplitude qui conserve C, soit β_{LS} pour chaque état quantique possible(**) du système $\bar{p}$ p.

En première approximation, nous négligeons cette dépendance en L et S(***) et supposons de plus que les modules relatifs et les phases relatives de α et β sont les mêmes dans tous les intervalles des distributions(****).

Nous avons alors :

$$\frac{N - \bar{N}}{N + \bar{N}} = 2 \frac{\mathcal{R}e\ \alpha\ \beta^*}{|\alpha|^2 + |\beta|^2} = 2\ V$$

où N et $\bar{N}$ sont respectivement le nombre d'événements des réactions (11) et (12) Ce rapport donne alors une estimation de l'amplitude de violation.

Nous trouvons :

$$V_{CP} = (0,4 \pm 1,0) \times 10^{-2}$$

$$V_{C} = (0,4 \pm 1,0) \times 10^{-2}$$

$$V_{P} = (0,1 \pm 1,0) \times 10^{-2}$$

(*) L'invariance sous P peut se déduire de l'étude de l'invariance sous C et CP. De façon directe Pais (réf. I, 10) a montré que pour toute réaction $\bar{p}$ p, l'invariance sous P impliquait que

$$W(\phi_{1\,2}) = W(-\phi_{1\,2})$$

(**) L étant le moment angulaire et S le spin du système $\bar{p}$ p.

(***) Ceci n'est pas entièrement justifié car nous savons (réf. I, 13 et chapitre III de la première partie, que plusieurs états de L contribuent aux états finals. Nous supposons donc ici que cette dépendance n'influe pas en première approximation.

(****) Nous avons choisi ce modèle très simple, car nous n'en connaissons pas actuellement de plus élaboré.

Bien que les trois valeurs obtenues soient très compatibles avec zéro, il y a lieu de noter qu'elles peuvent être fortement sous-estimées car une phase relative convenable (due soit à la nature de la réaction, soit au détecteur) pourrait masquer l'effet de violation.

Afin de vérifier notre modèle, nous avons calculé pour chaque distribution le χ^2 (présenté dans la colonne χ^2_{min} des tables) correspondant aux valeurs de α et β trouvées ci-dessus. L'examen de ce χ^2_{min} (qui ne s'écarte pas des valeurs attendues) donne une certaine confiance à notre modèle.

-:-

F I G U R E S

-:-

Figure 1 - Distributions des impulsions et des cos θ des particules de chacune des réactions $\bar{p}\,p \to K^* \bar{K} \pi$ et $\bar{p}\,p \to \bar{K}^* K \pi$.

Figure 2 - Distributions des angles azimutaux pour les réactions $\bar{p}\,p \to K^* \bar{K} \pi$ et $\bar{p}\,p \to \bar{K}^* K \pi$.

Figure 3 - Résumé de l'étude de l'invariance sous CP

Figure 4 - Résumé de l'invariance sous C

Figure 5 - Résumé de l'invariance sous P.

-:-

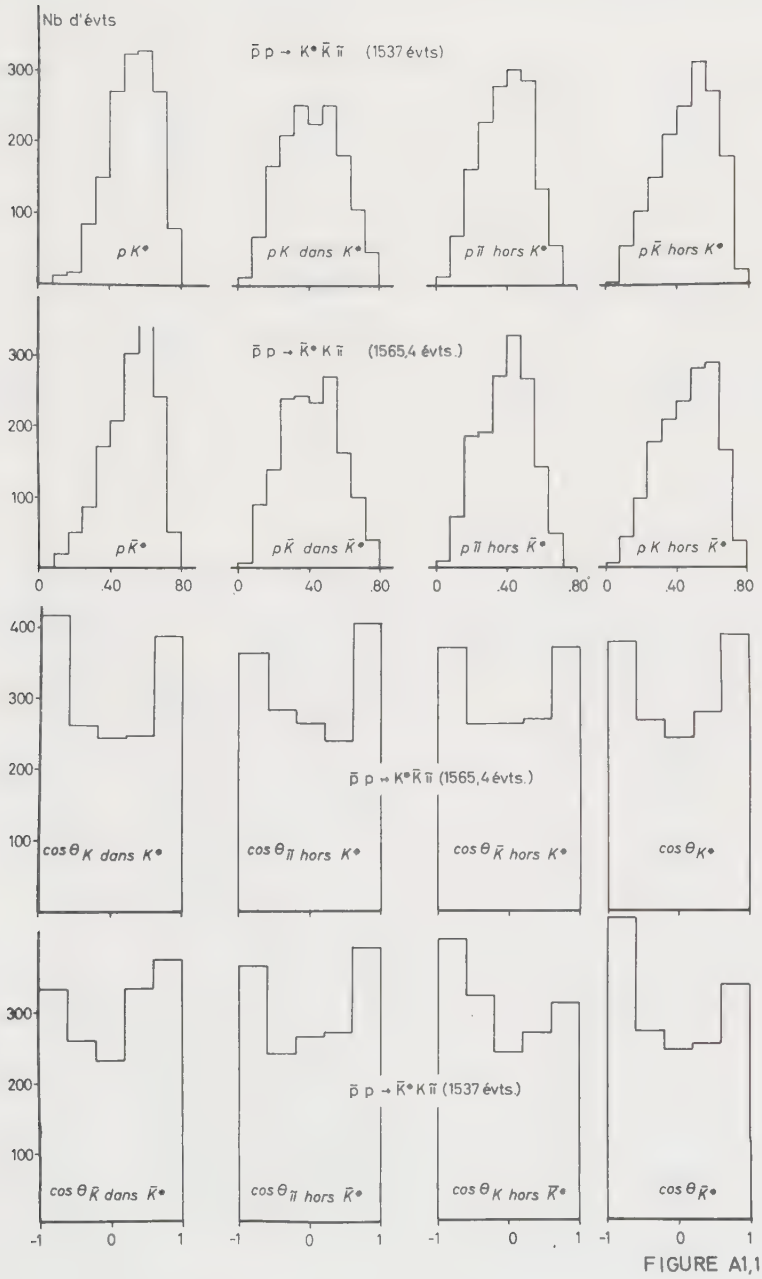

Nb d'évts
$\bar{p}\,p \to K^{*}\bar{K}\,\pi$ (1537 évts)
$p\,K^{*}$
$p\,K$ dans K^{*}
$p\,\pi$ hors K^{*}
$p\,\bar{K}$ hors K^{*}
$\bar{p}\,p \to \bar{K}^{*}K\,\pi$ (1565,4 évts.)
$p\,\bar{K}^{*}$
$p\,\bar{K}$ dans $\bar{K}^{*}$
$p\,\pi$ hors $\bar{K}^{*}$
$p\,K$ hors $\bar{K}^{*}$
$\bar{p}\,p \to K^{*}\bar{K}\,\pi$ (1565,4 évts.)
$\cos\theta_{K}$ dans K^{*}
$\cos\theta_{\pi}$ hors K^{*}
$\cos\theta_{\bar{K}}$ hors K^{*}
$\cos\theta_{K^{*}}$
$\bar{p}\,p \to \bar{K}^{*}K\,\pi$ (1537 évts.)
$\cos\theta_{\bar{K}}$ dans $\bar{K}^{*}$
$\cos\theta_{\pi}$ hors $\bar{K}^{*}$
$\cos\theta_{K}$ hors $\bar{K}^{*}$
$\cos\theta_{\bar{K}^{*}}$

FIGURE A1,1

TABLE A1,4 Résumé du test de l'invariance sous C

Réactions étudiées	Nombre d'évts.	Distributions comparées	$\chi^2=\frac{1}{w}\sum_{i=1}^{N_B}\frac{(N_i-\bar{N}_i)^2}{(N_i+\bar{N}_i)}$	χ^2 minimum	Nombre d'intervals N_B
$K^\circ\bar{K}$ (171.1 evts) $\bar{K}^\circ K$ (184.2 evts)	355.3	$\Delta\phi K^\circ K$ in K° | $-\Delta\phi\bar{K}^\circ\bar{K}$ in $\bar{K}^\circ$	2.9	2.0	6
	3102.9	$\Delta\phi K^\circ K$ in K° | $-\Delta\phi\bar{K}^\circ\bar{K}$ in $\bar{K}^\circ$	5.4	4.4	6
$K^\circ\bar{K}\pi$ (1565.4 evts)	..	$\Delta\phi K^\circ\bar{K}$ out K° | $-\Delta\phi\bar{K}^\circ K$ out $\bar{K}^\circ$	5.4	4.0	6
	..	$\Delta\phi K^\circ\pi$ out K° | $-\Delta\phi\bar{K}^\circ\pi$ out $\bar{K}^\circ$	4.3	3.2	6
$\bar{K}^\circ K\pi$ (1537.5 evts)					
	339.3	$\Delta\phi K^\circ K$ in K° | $-\Delta\phi\bar{K}^\circ\bar{K}$ in $\bar{K}^\circ$	7.5	5.1	6
$K^\circ\bar{K}\pi\pi_s$ (172.5 evts)	..	$\Delta\phi K^\circ\bar{K}$ out K° | $-\Delta\phi\bar{K}^\circ K$ out $\bar{K}^\circ$	5.7	6.5	6
	..	$\Delta\phi K^\circ\pi$ out K° | $-\Delta\phi\bar{K}^\circ\pi$ out $\bar{K}^\circ$	8.9	8.0	6
$\bar{K}^\circ K\pi\pi_s$ (166.8 evts)	..	$\Delta\phi K^\circ\pi_s$ out K° | $-\Delta\phi\bar{K}^\circ\pi_s$ out $\bar{K}^\circ$	3.5	3.0	6
Total	N_C=11021.2		χ^2_t=43.6	36.2	$\langle\chi^2\rangle$=48

TABLE A1,5 Résumé du test de l'invariance sous P

Réactions étudiées	Nombre d'évts.	Distributions comparées	$\chi^2=\frac{1}{w}\sum_{i=1}^{N_B}\frac{(N_i-\bar{N}_i)^2}{(N_i+\bar{N}_i)}$	χ^2 minimum	Nombre d'intervals N_B
$K^\circ K$ (171.2 evts)	171.2	$\Delta\phi K^\circ K$ in K° | $-\Delta\phi K^\circ K$ in K°	4.5	4.0	3
$\bar{K}^\circ K$ (184.2 evts)	184.2	$\Delta\phi\bar{K}^\circ\bar{K}$ in $\bar{K}^\circ$ | $-\Delta\phi\bar{K}^\circ\bar{K}$ in $\bar{K}^\circ$	1.2	0.2	3
	1565.4	$\Delta\phi K^\circ K$ in K° | $-\Delta\phi K^\circ K$ in K°	0.9	0.7	3
$K^\circ\bar{K}\pi$ (1565.4 evts)	1537.5	$\Delta\phi\bar{K}^\circ\bar{K}$ in $\bar{K}^\circ$ | $-\Delta\phi\bar{K}^\circ\bar{K}$ in $\bar{K}^\circ$	1.2	1.1	3
	1565.4	$\Delta\phi K^\circ\bar{K}$ out K° | $-\Delta\phi K^\circ\bar{K}$ out K°	2.8	2.5	3
	1537.5	$\Delta\phi\bar{K}^\circ K$ out $\bar{K}^\circ$ | $-\Delta\phi\bar{K}^\circ K$ out $\bar{K}^\circ$	1.3	1.0	3
$\bar{K}^\circ K\pi$ (1537.5 evts)	1565.4	$\Delta\phi K^\circ\pi$ out K° | $-\Delta\phi K^\circ\pi$ out K°	0.4	0.4	3
	1537.5	$\Delta\phi\bar{K}^\circ\pi$ out $\bar{K}^\circ$ | $-\Delta\phi\bar{K}^\circ\pi$ out $\bar{K}^\circ$	1.4	1.0	3
	172.5	$\Delta\phi K^\circ K$ in K° | $-\Delta\phi K^\circ K$ in K°	4.4	3.0	3
	166.8	$\Delta\phi\bar{K}^\circ\bar{K}$ in $\bar{K}^\circ$ | $-\Delta\phi\bar{K}^\circ\bar{K}$ in $\bar{K}^\circ$	1.4	1.1	3
$K^\circ\bar{K}\pi\pi_s$ (172.5 evts)	172.5	$\Delta\phi K^\circ\bar{K}$ out K° | $-\Delta\phi K^\circ\bar{K}$ ou K°	0.9	0.8	3
	166.8	$\Delta\phi\bar{K}^\circ K$ out $\bar{K}^\circ$ | $-\Delta\phi\bar{K}^\circ K$ out $\bar{K}^\circ$	1.8	1.6	3
	172.5	$\Delta\phi K^\circ\pi$ out K° | $-\Delta\phi K^\circ\pi$ out K°	8.6	8.0	3
$\bar{K}^\circ K\pi\pi_s$ (166.8 evts)	166.8	$\Delta\phi\bar{K}^\circ\pi$ out $\bar{K}^\circ$ | $-\Delta\phi\bar{K}^\circ\pi$ out $\bar{K}^\circ$	1.5	1.3	3
	172.5	$\Delta\phi K^\circ\pi_s$ out K° | $-\Delta\phi K^\circ\pi_s$ out K°	3.5	3.0	3
	166.8	$\Delta\phi\bar{K}^\circ\pi_s$ out $\bar{K}^\circ$ | $-\Delta\phi\bar{K}^\circ\pi_s$ out $\bar{K}^\circ$	3.5	3.2	3
Total	N_C= 11 021.2		χ^2_t=39.3	32.7	$\langle\chi^2_m\rangle$=48

TABLE A1,4 Résumé du test de l'invariance sous C

Réactions étudiées	Nombre d'évts.	Distributions comparées		$\chi^2=\frac{1}{w}\sum_{i=1}^{N_B}\frac{(N_i-\bar{N}_i)^2}{(N_i+\bar{N}_i)}$	χ^2 minimum	Nombre d'intervals N_B
$K^*\bar{K}$ (171.1 evts) $\bar{K}^*K$ (184.2 evts)	355.3	$\Delta\phi K^*K$ in K^*	$-\Delta\phi\bar{K}^*\bar{K}$ in $\bar{K}^*$	2.9	2.0	6
	3102.9	$\Delta\phi K^*K$ in K^*	$-\Delta\phi\bar{K}^*\bar{K}$ in $\bar{K}^*$	5.4	4.4	6
$K^*\bar{K}\pi$ (1565.4 evts)	"	$\Delta\phi K^*\bar{K}$ out K^*	$-\Delta\phi\bar{K}^*K$ out $\bar{K}^*$	5.4	4.0	6
	"	$\Delta\phi K^*\pi$ out K^*	$-\Delta\phi\bar{K}^*\bar{\pi}$ out $\bar{K}^*$	4.3	3.2	6
$\bar{K}^*K\pi$ (1537.5 evts)						
	339.3	$\Delta\phi K^*K$ in K^*	$-\Delta\phi\bar{K}^*\bar{K}$ in $\bar{K}^*$	7.5	5.1	6
$K^*\bar{K}\pi\pi_s$ (172.5 evts)	"	$\Delta\phi K^*\bar{K}$ out K^*	$-\Delta\phi\bar{K}^*K$ out $\bar{K}^*$	5.7	6.5	6
	"	$\Delta\phi K^*\bar{\pi}$ out K^*	$-\Delta\phi\bar{K}^*\pi$ out $\bar{K}^*$	8.9	8.0	6
$\bar{K}^*K\pi\pi_s$ (166.8 evts)	"	$\Delta\phi K^*\pi_s$ out K^*	$-\Delta\phi\bar{K}^*\pi_s$ out $\bar{K}^*$	3.5	3.0	6
Total	$N_C=11021.2$			$\chi^2_t=43.6$	36.2	$\langle\chi^2\rangle=48$

TABLE A1,5 Résumé du test de l'invariance sous P

Réactions étudiées	Nombre d'évts.	Distributions comparées		$\chi^2=\frac{1}{w}\sum_{i=1}^{N_B}\frac{(N_i-\bar{N}_i)^2}{(N_i+\bar{N}_i)}$	χ^2 minimum	Nombre d'intervals N_B
K^*K (171.2 evts) $\bar{K}^*K$ (184.2 evts)	171.2	$\Delta\phi K^*K$ in K^*	$-\Delta\phi K^*K$ in K^*	4.5	4.0	3
	184.2	$\Delta\phi\bar{K}^*\bar{K}$ in $\bar{K}^*$	$-\Delta\phi\bar{K}^*\bar{K}$ in $\bar{K}^*$	1.2	0.2	3
	1565.4	$\Delta\phi K^*K$ in K^*	$-\Delta\phi K^*K$ in K^*	0.9	0.7	3
$K^*\bar{K}\pi$ (1565.4 evts)	1537.5	$\Delta\phi\bar{K}^*\bar{K}$ in $\bar{K}^*$	$-\Delta\phi\bar{K}^*\bar{K}$ in $\bar{K}^*$	1.2	1.1	3
	1565.4	$\Delta\phi K^*\bar{K}$ out K^*	$-\Delta\phi K^*\bar{K}$ out K^*	2.8	2.5	3
	1537.5	$\Delta\phi\bar{K}^*K$ out $\bar{K}^*$	$-\Delta\phi\bar{K}^*K$ out $\bar{K}^*$	1.3	1.0	3
$\bar{K}^*K\pi$ (1537.5 evts)	1565.4	$\Delta\phi K^*\pi$ out K^*	$-\Delta\phi K^*\bar{\pi}$ out K^*	0.4	0.4	3
	1537.5	$\Delta\phi\bar{K}^*\pi$ out $\bar{K}^*$	$-\Delta\phi\bar{K}^*\bar{\pi}$ out $\bar{K}^*$	1.4	1.0	3
	172.5	$\Delta\phi K^*K$ in K^*	$-\Delta\phi K^*K$ in K^*	4.4	3.0	3
	166.8	$\Delta\phi\bar{K}^*\bar{K}$ in $\bar{K}^*$	$-\Delta\phi\bar{K}^*\bar{K}$ in $\bar{K}^*$	1.4	1.1	3
$K^*\bar{K}\pi\pi_s$ (172.5 evts)	172.5	$\Delta\phi K^*\bar{K}$ out K^*	$-\Delta\phi K^*\bar{K}$ ou K^*	0.9	0.8	3
	166.8	$\Delta\phi\bar{K}^*K$ out $\bar{K}^*$	$-\Delta\phi\bar{K}^*K$ out $\bar{K}^*$	1.8	1.6	3
	172.5	$\Delta\phi K^*\bar{\pi}$ out K^*	$-\Delta\phi K^*\pi$ out K^*	8.6	8.0	3
$\bar{K}^*K\pi\pi_s$ (166.8 evts)	166.8	$\Delta\phi\bar{K}^*\pi$ out $\bar{K}^*$	$-\Delta\phi\bar{K}^*\bar{\pi}$ out $\bar{K}^*$	1.5	1.3	3
	172.5	$\Delta\phi K^*\bar{\pi}_s$ out K^*	$-\Delta\phi K^*\pi_s$ out K^*	3.5	3.0	3
	166.8	$\Delta\phi\bar{K}^*\pi_s$ out $\bar{K}^*$	$-\Delta\phi\bar{K}^*\bar{\pi}_s$ out $\bar{K}^*$	3.5	3.2	3
Total	$N_C=11021.2$			$\chi^2_t=39.3$	32.7	$\langle\chi^2_m\rangle=48$

A N N E X E 2

-:-

SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE DE DIFFUSION D'ANTIPROTONS DE 1,18 GEV/C SUR PROTONS

-:-

Pour cette étude nous avons analysé environ les 2/3 des photographies (210 000) utilisées pour l'étude des annihilations d'antiprotons avec production d'au moins un K_1^o. Ceci correspond à un flux total d'antiprotons entrant dans la chambre à bulles de $2,28 \times 10^6$.

Cette étude se place dans le cadre de l'analyse des événements présentant deux diffusions élastiques d'antiprotons :

$$\begin{array}{l} \bar{p}_1\ p \rightarrow \bar{p}_2 + p \\ \qquad\quad \vert\longrightarrow \bar{p}_2\ p \rightarrow \bar{p}_3 + p \end{array} \qquad (1)$$

utilisés pour la mesure de la polarisation de l'antiproton de 1,18 GeV/c produite lors d'une diffusion élastique sur proton (réf. I, 15).

Le dépouillement des photographies a fourni 4884 événements dont 2764 ont satisfait à toutes les étapes d'analyse décrites au chapitre I de la première partie(*).

(*) 1230 événements ne satisfaisaient pas à la réaction (1), tandis que 890 événements n'ont pas été remesurés.

La plupart de ces événements (3/4) ont été mesurés sur les "bidules à fils" du Collège de France dont la précision est d'environ 30μ sur le film. Toute fois dans le cas de notre expérience le manque de précision est largement compensé par le nombre de contraintes (7 ou 8 dans la plupart des cas) nécessaires à l'ajustement dynamique dans GRIND. De plus dans la plupart des cas le proton de recul s'arrêtant à l'intérieur de la chambre, on peut obtenir une mesure précise de son impulsion par la mesure de son parcours (*). Enfin pour cette étude nous ne conservons que des événements comportant au moins 5 contraintes dynamiques et dont la probabilité de χ^2 est meilleure que 1 %.

La figure (1) donne la distribution angulaire de la première diffusion $\frac{d\sigma}{d\Omega} = f(\cos\theta_{1CM})$ (**). Elle est en bon accord avec les valeurs obtenues par Elioff et al. (réf. I, 16) à une énergie voisine de la notre ($p_{\bar{p}p} = 1{,}135$ GeV/c : points noirs sur la figure 1). La courbe tracée sur la figure a été calculée par Elioff et al. (réf. I, 16) a partir du modèle optique. La distribution angulaire montre que notre efficacité est bonne pour les événements avec $\theta_{CM} \geq 15°$ ($\cos\theta \leq {,}966$).

A partir de ces résultats nous avons estimé la section efficace de diffusion élastique :

$$\sigma_{él} = 38{,}5 \pm 4 \text{ mb.}$$

(*) 631 événements ont été mesurés avec des appareils de grande précision (IEP). Ils donnent les mêmes résultats que les autres événements, pour la section efficace différentielle et pour l'asymétrie (Annexe 3).

(**) Tous les événements figurant dans cette distribution ont été pondérés par l'inverse de la probabilité d'observer la deuxième diffusion à l'intérieur du volume fiduciaire défini dans le chapitre II de la première partie. Le poids moyen est de 30 environ. Nous avons vérifié que la forme de la distribution n'était pas modifiée par la pondération.

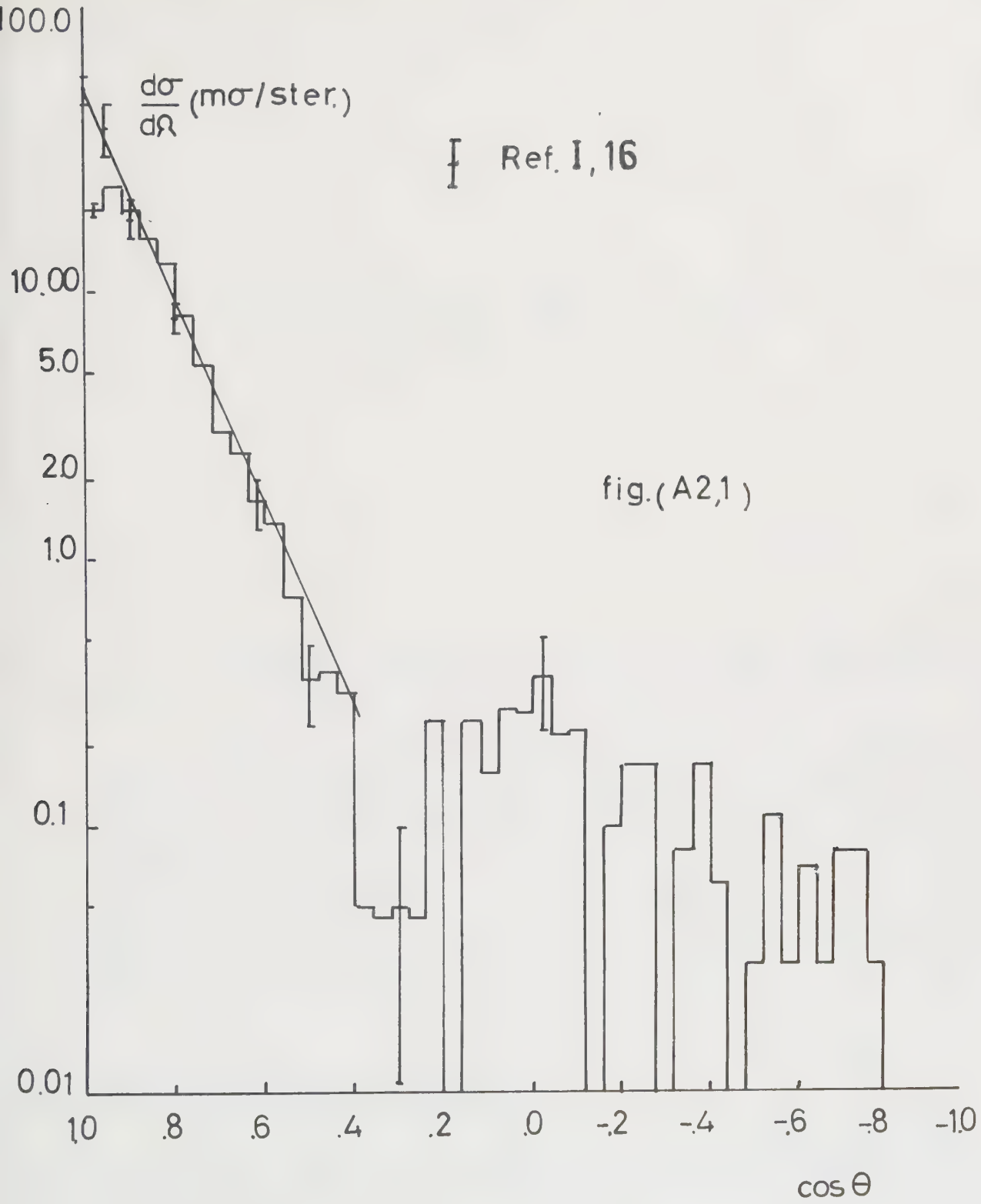

100.0
dσ/dΩ (mσ/ster.)
Ref. I, 16
10.00
5.0
2.0
1.0
0.1
0.01
1.0
.8
.6
.4
.2
.0
-.2
-.4
-.6
-.8
-1.0
cos θ

fig.(A2,1)

A N N E X E 3

-:-

ETUDE DE LA POLARISATION D'ANTIPROTONS DE 1,18 GEV/C PRODUITE LORS D'UNE DIFFUSION ELASTIQUE SUR PROTON (Réf. I, 15).

-:-

L'expérience décrite dans l'annexe II se proposait de mesurer la polarisation de l'antiproton produite lors d'une diffusion sur proton.

Deux autres expériences ont tenté de mesurer cette polarisation. L'une, utilisant des antiprotons de 1,61 GeV/c (réf. I, 23), a trouvé une forte polarisation : $P = (50 \pm 10)$ % pour un angle moyen de diffusion de 25° dans le système du centre de masse $\bar{p}$ p. L'autre avec des antiprotons de 3, 3,6 et 4 GeV/c et un angle moyen de diffusion de 16° a donné une polarisation ($P^2 = (5 \pm 8)\%$), compatible avec zéro. Signalons encore que dans la diffusion p p, le proton diffusé (E_p = 595 MeV) a une polarisation de 52 ± 2 % à $\theta_{CM} = 36,5°$ (réf. I, 25).

Mesure de la polarisation de l'antiproton

Cette mesure se fait aisément par l'analyse d'événements présentant une double diffusion (fig. 1).

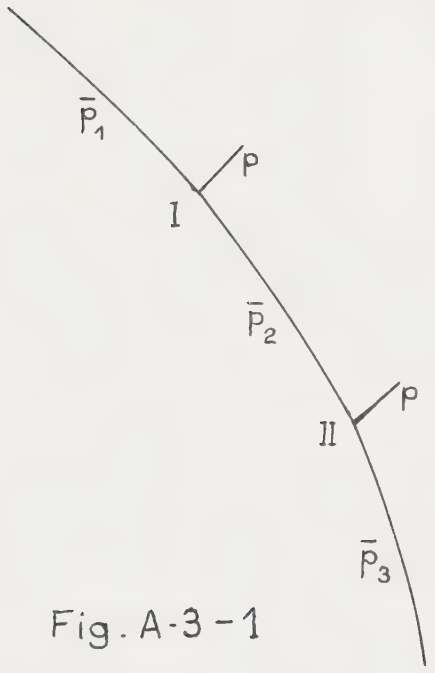


Fig. A-3-1

En effet, si le faisceau incident n'est pas polarisé ce qui est le cas de notre expérience (Annexe 4), la diffusion (I) donnera à l'antiproton une polarisation P_1. Lors de la diffusion (II), l'antiproton aura donc une polarisation P_1. Cette deuxième diffusion va alors servir d'analyseur et permettre ainsi de mesure P_1.

En effet, si on suppose un faisceau polarisé (c'est le cas de $\bar{p}_2$), caractérisé par son vecteur polarisation $\langle\vec{\sigma}_1\rangle$ dirigé selon (θ_1, ϕ_1) la section efficace de diffusion est donnée par l'expression (réf. I, 26) :

$$\left.\frac{d\sigma_2}{d\Omega}\right| = \frac{d\sigma_2}{d\Omega}\ (1 + P_2\ \vec{n}_2 \cdot \langle\vec{\sigma}_1\rangle)$$

$\frac{d\sigma_2}{d\Omega}$ étant la section efficace de diffusion si le faisceau de particules n'est pas polarisé ; $\vec{n}_2$ le vecteur normal au plan de diffusion et P_2 la polarisation de la particule diffusée.

Considérons un faisceau polarisé de façon que $\langle\vec{\sigma}_1\rangle$ soit dirigé verticalement vers le haut. Si nous décrivons la diffusion de $\bar{p}_2$ vu par un observateur placé perpendiculairement au faisceau la tête vers le haut et regardant dans la direction du faisceau, cet observateur sera intéressé par la variation de $\left.\frac{d\sigma_2}{d\Omega}\right|$ en fonction de l'angle azimutal du plan de diffusion défini par $\cos\phi = \vec{n}_2 \cdot \langle\vec{\sigma}_1\rangle$.

Quatre directions d'observations sont alors particulièrement intéressantes :

1) celles correspondant à $\phi = 90^\circ$ et 270°, que nous appelerons H, B et pour lesquelles les sections efficaces sont égales à $\frac{d\sigma}{d\Omega}$.

2) et celles définies par $\phi = 0$ et 180° (G, D). Pour ces deux directions les sections efficaces sont reliées par :

$$\frac{\left.\frac{d\sigma_2}{d\Omega}\right|_G}{\left.\frac{d\sigma_2}{d\Omega}\right|_D} = \frac{1 + P_2 \left|\langle\vec{\sigma}_1\rangle\right|}{1 - P_2 \left|\langle\vec{\sigma}_1\rangle\right|}$$

Dans le cas de deux diffusions successives et pour un faisceau initialement non polarisé :

$$\left|\langle\vec{\sigma}_1\rangle\right| = 0$$

$$\langle\vec{\sigma}_2\rangle = P_1 \vec{n}_1$$

$$e_2 = P_2 \left|\langle\vec{\sigma}_2\rangle\right| = P_2 P_1$$

e_2 étant l'assymétrie observée après deux diffusions.

Alors :

$$\left.\frac{d\sigma_2}{d\Omega}\right| = \frac{d\sigma_2}{d\Omega} \left(1 + P_2 P_1 \vec{n}_1 \cdot \vec{n}_2\right)$$

Dans le cas de la diffusion antiproton-proton, si la perte d'énergie est faible lors de la première diffusion(*), on a :

$$P_1 = P_2 = P$$

et alors $e = P^2$

(*) Dans le cas de notre expérience, la quantité de mouvement des $\bar{p}$ après la première diffusion est pratiquement toujours supérieure à 1,0 GeV/c, sa valeur moyenne étant de 1,145 GeV/c.

En posant $\cos\phi = \vec{n}_1 \cdot \vec{n}_2$ on aura :

$$\left.\frac{d\sigma_2}{d\Omega}\right| = \frac{d\sigma_2}{d\Omega}\ (1 + e\cos\phi)$$

En multipliant cette relation par $\cos\phi$ et en intégrant on obtient

$$e\ (\theta) = 2\ \frac{\int \left.\frac{d\sigma_2}{d\Omega}\right| \cos\phi\ d\phi}{\int \left.\frac{d\sigma_2}{d\Omega}\right| d\phi}$$

Si nous considérons un lot de N événements, chacun d'eux étant caractérisé par un ϕ_i, le dénominateur de l'expression ci-dessus est égal à N et le numérateur peut être remplacé par une somme discrète effectuée sur tous les événements.

D'où

$$e\ (\theta) = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^{N} \cos\phi_i$$

La mesure de ϕ_i donnera donc e et par suite P. L'existence d'une asymétrie va se manifester par une dissymétrie avant arrière à observer sur la distribution des $\cos\phi_i$.

Effet dû au spin de l'antiproton

L'antiproton de spin 1/2 et de moment magnétique $\mu_{\bar{p}}$ se propageant dans le champ magnétique $\vec{H}$ de la chambre à bulles va effectuer un mouvement de précession autour de la direction du champ magnétique.

Après la première diffusion, le vecteur polarisation est parallèle à la normale $\vec{n}_1'$ au plan de diffusion. Si $\vec{n}_1'$ est parallèle à $\vec{H}$, la précession est nulle. Si par contre $\vec{n}_1'$ est perpendiculaire à $\vec{H}$, alors la précession est maximum. L'effet de précession aura donc tendance à dépolariser l'antiproton avant la deuxième diffusion. Pour tenir compte de cet effet de spin, nous avons utilisé

les équations relativistes données par V. Bergman, L. Michel et V.L. Telegdi (réf. I, 27) en prenant pour valeur du moment magnétique de l'antiproton(*)

$$\mu_{\bar{p}} = -\mu_p = -2{,}78 \text{ unm.}$$

Ainsi dans ce qui suit, la direction $\vec{n}_1$ est obtenue à partir de $\vec{n}_1^{\,\prime}$ après application de la précession au vecteur $\vec{n}_1^{\,\prime}$.

La figure 2a, donne la distribution de $|\cos\phi| = \vec{n}_1 \cdot \vec{n}_2$ pour $15° \leqslant \theta_{1cm} \leqslant 60°$ et $15° \leqslant \theta_{2cm} \leqslant 60°$(**). Nous constatons que cette distribution est symétrique, ce qui implique que le coefficient d'asymétrie est compatible avec zéro. Nous trouvons en effet :

$$\underline{e = (-2{,}3 \pm 3{,}0)\%}^{(***)}$$

On peut encore étudier l'asymétrie en fonction de $\cos\phi$. En effet :

$$e\,|\cos\phi| = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\cos\phi)| - \frac{d\sigma}{d\Omega}(-\cos\phi)|}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\cos\phi)| + \frac{d\sigma}{d\Omega}(-\cos\phi)|}$$

La figure 2b, donne les variations de $e\,|\cos\phi|$ en fonction de $|\cos\phi|$. Les courbes qui y sont portées sont les prédictions pour différentes valeurs de e. Le meilleur accord avec les résultats expérimentaux est encore obtenu pour $e = -2{,}3\ \%$.

(*) Dans la chambre à bulles utiliséepour l'expérience, l'effet dû à la précession est faible.

(**) Nous avons montré (Annexe II) que, pour ces intervalles d'angles, les événements étaient exempts de toute distorsion.

(***) Nous avons subdivisé l'intervalle de θ_{cm} précédemment défini en sous intervalles, les asymétries sont restées compatibles avec celle que nous donnons ici.
L'erreur sur e est donnée par $\delta e = \sqrt{\frac{(2 - e^2)}{N}}$

Enfin pour tester ce résultat, nous avons déterminé une asymétrie "bidon" en utilisant des vecteurs $\vec{n}_1$ et $\vec{n}_2$ n'appartenant pas aux mêmes événements physiques. Pour cette valeur "bidon" de e qui doit être nulle, nous avons obtenu :

$$e_f = (0,2 \pm 2,0)\%$$

Conclusion

Utilisant la relation $e = P^2$, nous pouvons affirmer à 95 % de chance que la polarisation de l'antiproton après une diffusion sur proton pour des angles de diffusion compris entre 15° et 60° et avec un θ_{cm} moyen de 28° est inférieure à 20 %.

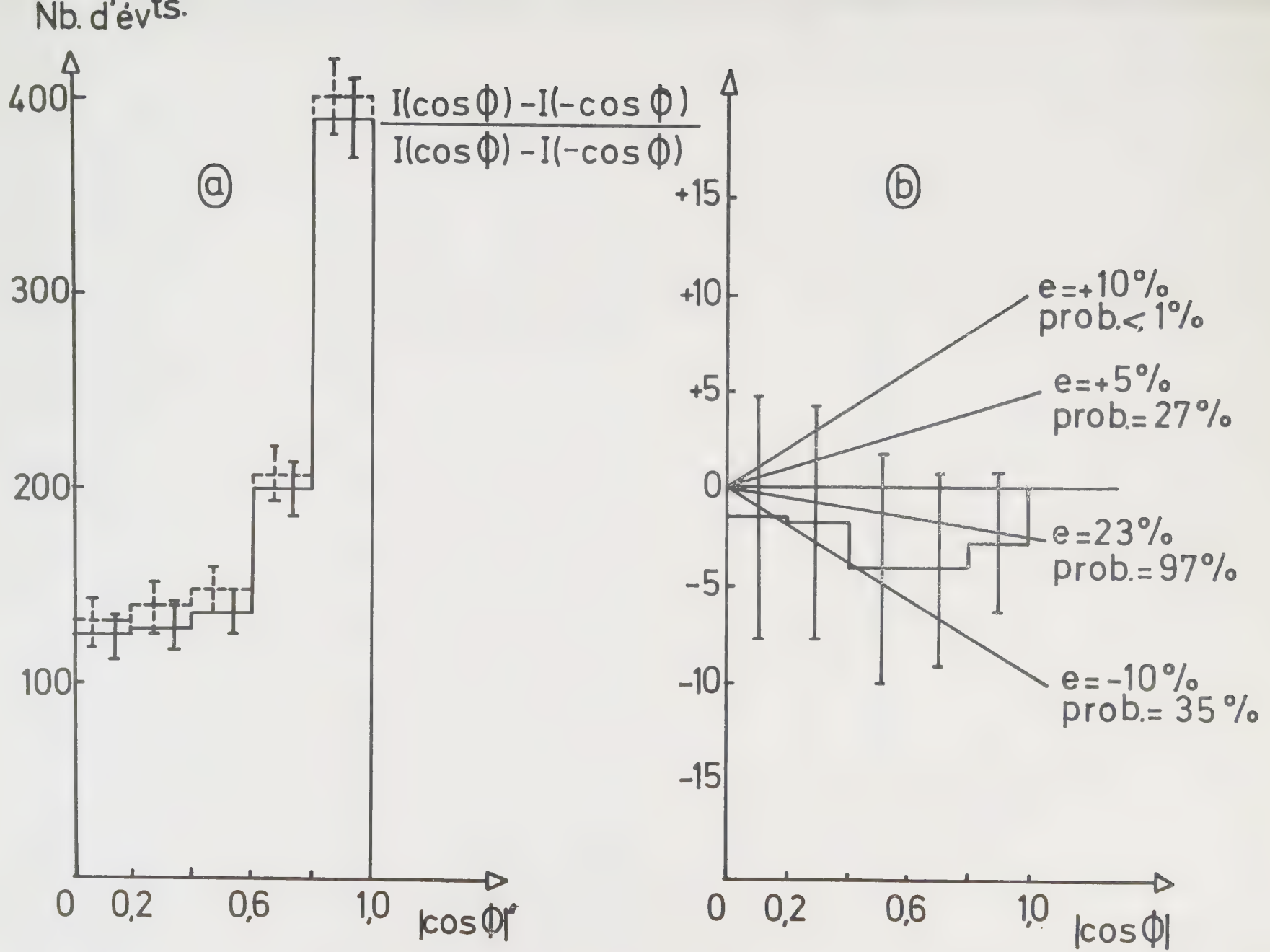

Nb. d'évts.
400
300
200
100
0
0,2
0,6
1,0
|cos Φ|
I(cos Φ) - I(-cos Φ) / I(cos Φ) - I(-cos Φ)
a
b
+15
+10
+5
0
-5
-10
-15
e=+10%
prob.< 1%
e=+5%
prob.= 27%
e=23%
prob.= 97%
e=-10%
prob.= 35%

FIGURE A3,2

A N N E X E 4

—:—

ETUDE DE LA POLARISATION DES ANTIPROTONS INCIDENTS

—:—

L'annihilation d'antiprotons polarisés pourrait produire des asymétries dans les distributions angulaires des particules produites dans l'état final. En effet si la polarisation se conservait lors de l'annihilation, la direction du vecteur polarisation serait une direction caractéristique de la réaction(*). Il est donc important de savoir si les antiprotons produits par la collision des protons du synchrotron du CERN sur une cible de béryllium présentent une polarisation.

L'expérience décrite dans l'Annexe 2 et qui étudie les doubles diffusions élastiques d'antiprotons de 1,18 GeV/c :

$$\bar{p}_1\, p \underset{(I)}{\rightarrow} \bar{p}_2\, p \longrightarrow \bar{p}_2\, p \underset{(II)}{\rightarrow} \bar{p}_3\, p$$

va nous permettre de voir si les antiprotons $\bar{p}_1$ sont polarisés.

(*) Une façon simple de constituer un faisceau d'antiprotons polarisés serait de prendre les antiprotons après une première diffusion sur proton. En fait l'expérience que nous décrivons dans l'Annexe 3 montre que les antiprotons ne présentent pas de polarisation après une diffusion sur proton à 1,18 GeV/c. Il faut toutefois remarquer ici que l'hydrogène est un mauvais polariseur et également un mauvais analyseur.

La diffusion (I) produisant $\bar{p}_2$ va servir d'analyseur pour les antiprotons $\bar{p}_1$ du faisceau. Une polarisation de $\bar{p}_1$ se manifestera par une asymétrie de l'angle azimutal ψ de la normale au plan de la première diffusion par rapport à un axe fixe perpendiculaire à la direction de l'antiproton incident. Cette distribution (fig. 1) semble tout à fait isotrope, ce qui indique que les antiprotons $\bar{p}_1$ du faisceau ne sont pas très fortement polarisés.

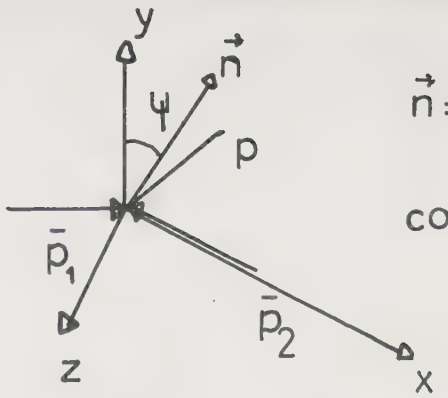
Nous avons mesuré l'asymétrie présentée par les antiprotons du faisceau incident, en mesurant l'asymétrie qui en résultait sur deux axes perpendiculaires l'un d'eux étant l'axe vertical de la chambre à bulles. Nous avons trouvé :

$$e_1 = (2,0 \pm 3,0)\ \%$$

$$e_2 = (-1,0 \pm 3,0)\ \%$$

Ainsi une asymétrie constatée dans une distribution angulaire d'un état final ne pourra pas être attribuée à un effet dû à la polarisation des antiprotons qui s'annihilent.

-:-

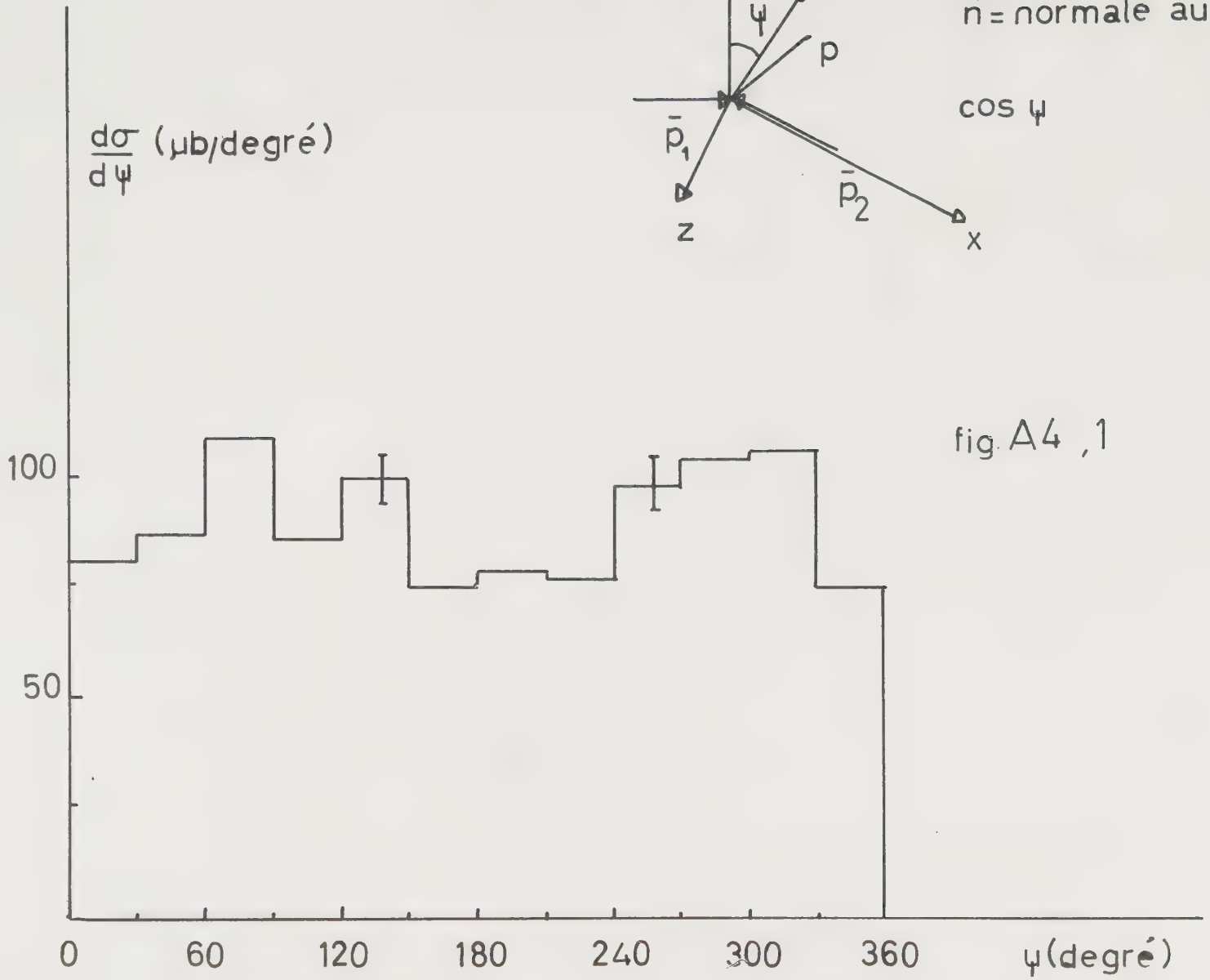


$\vec{n}$ = normale au plan (p_2, p)

cos ψ

$\frac{d\sigma}{d\psi}$ (μb/degré)

fig. A4 , 1



R E F E R E N C E S

-:-

INTRODUCTION.-

(0, 1) - R. Armenteros et al.
Phys. Letters, 17, 344 (1965)

(0, 2) - Evidences for the E° meson
1 - R. Armenteros et al. (CERN preprint, 1965)
2 - Barsh et al.
Columbia University 258 (Nevis Rep. 154) (1966)
3 - Miller et al.
Phys. Rev. Letters 14, 1074 (1965)
4 - P. Baillon et al.
CERN/TC/Physics 66-24 (soumis au Nuovo Cimento)

(0, 3) - R. Armenteros et al.
Phys. Letters 9, 207 (1964).

(0,4) - Ch. d'Andlau et al.
Phys. Letters 17, 347 (1965)

PREMIER PARTIE.-

(I, 1) - Synchrotron à protons du CERN
E. Regenstrief - CERN 58-6 - CERN 59-26

(I, 2) - Particle production from .6 to 1.2 GeV/c at the CERN proton synchrotron
J. Duboc et al. - CERN 65-2

(I, 3) - Etude de la chambre à bulles à hydrogène de 81 cm en vue de l'exploitation physique.
P. Baillon - D.E.S. - Université de Paris (1962)

- Chambres à bulles françaises au CERN.
L'onde Electrique - XLI, n° 147 (1961)

- Thèse de Mr. Badier - Université de Paris

(I, 4) - Walter H. Barkas
Phys. Rev. 124, 897 (1961)

(I, 5) - Notice technique d'utilisation -
S O M Paris

(I, 6) - THRESH (CERN) Version du 9/9/1964.

(I, 7) - GRIND - DD/EXP/62/10 (CERN)

(I, 8) - SLICE - Version CERN 1964 modifié par J.C. Vergés, S. Wojcicki P. Rivet

(I, 9) - Enrico Fermi
Progress of Theoret. Physics 5, 570 (1950)

(I, 10) - A. Pais
Phys. Rev. Letters 3, 242 (1959)

(I, 11) - J. Prentki and L. Veltman
Phys. Letters 15, 88 (1965)

T.D. Lee and L. Wolfenstein
Phys. Rev. 138, B 1490 (1965)

(I, 12) - L. Dobrzynski et al.
Phys. Letters 22, 105 (1966)

(I, 13) - J. Barlow et al.
(soumis au Nuovo Cimento)

(I, 14) - U. Amaldi et al.
Conférence d'Aix-en-Provence, p. 283 (1961)

(I, 15) - L. Dobrzynski et al.
Phys. Lett. 23, 614 (1966)

(I, 16) - T. Elioff et al.
Phys. Rev. 128, 869 (1962)

(I, 17) - Thèse de Mr. P. Baillon
Faculté des Sciences de Paris, 1965

(I, 18) - Thèse de Mr. Ch. Defoix
Faculté des Sciences de Paris - 1966

(I, 19) - Satoshi Matsuda
Phys. Rev. 150, 1197 (1966)

(I, 20) - Ziro Koba, Gyo Takeda
Progress of Theoret. phys. 19, 269 (1958)

(I, 21) - A. Stajano

Nuovo Cimento 24, 774 (1962)

- A. Stajano

Nuovo Cimento 28, 197 (1962)

(I, 22) - B. d'Espagnat

Nuovo Cimento 20, 1218 (1961)

(I, 23) - J. Button and B. Maglic

Phys. Rev. 127, 1297 (1962)

(I, 24) - O. Czyzewski et al.

Proceeding of the Inter. Conf. on Elementary Particles at Sienna 1963, p. 252.

(I, 25) - C. Coignet et al.

Nuovo Cimento, 43, 708 (1966)

(I, 26) - W.S.C. Williams

An introduction to elementary particles (Academic Press - New-York 1961

(I, 27) - V. Bergman et al.

Phys. Rev. Letters 2, 435 (1959)

Pour des calculs plus explicites regarder également :

N.H. Xuong

Some remarks on the precession of the polarisation of particles moving in a homogenous magnetic field

Alvarez physics note n° 228 (5/15/6) - Unpublished.

(I, 28) - M.S. Bartlett

Phys. Mag. 44, 249 (1953)

TROISIEME PARTIE.-

(III, 1) - A.H. Rosenfeld et al.
Data on particles and resonant states (junuary 1967) UCRL 8030 Pt. I

(III, 2) - A.M. Adamson
Thèse - Université de Paris (mars 1967)

(III, 3) - S.M. Berman and M. Jacob
Phys. Rev. 139, B 1023 (1965)

(III, 4) - E.P. Wigner
Gruppen theorie und ihre anwendung auf die quantum mechanik des atomspektren (Ed. Bros, Ann Abar, Michigan 1954 chap. 12)

(III, 5) - Ch. Zemach
Phys. Rev. 133, B 1201 (1964)

(III, 6) - Etude des annihilation d'antiprotons à l'arrêt en 3 corps K^{o}_{1} $K^{\pm}$ $\pi^{\mp}$ (a paraître)

(III, 7) - Voir réf. (0, 2, 4)

(III, 8) - Dr. Richard I. Hess
UCRL 16832 (thèse)

-:-

Remerciements,

Monsieur L. Leprince-Ringuet m'a fait une grande faveur en m'acceptant dans son laboratoire. Le climat de franche collaboration qu'il y fait régner ainsi que le haut niveau scientifique qu'il y a toujours maintenu, m'ont permis de mener à bien ce travail.

Monsieur A. Astier en dirigeant son groupe avec dévouement et dynamisme fut pour moi un guide et un exemple. L'intérêt qu'il a toujours porté à mes études, sa patience et ses qualités de physicien ont puissamment contribué à la réalisation de cette thèse.

La préparation, la réalisation et l'analyse de cette expérience ainsi qu'une grande partie des résultats de celle-ci sont dus à Monsieur L. Montanet. J'ai pu particulièrement apprécier l'excellent esprit de collaboration que lui-même et Monsieur A. Astier ont su faire régner entre les différents groupes qui ont participé à cette expérience.

L'amitié et la collaboration de Monsieur M. Della Negra furent pour moi un soutien constant depuis notre arrivée au Collège de France.

Monsieur S. Wojcicki m'a initié aux problèmes des résonances. J'ai pu ainsi apprécier son application, son enthousiasme raisonné et son goût du travail. Monsieur Xuong Nguyen Huu fut pour moi un compagnon, un ami et un guide indispensable pour le jeune physicien que je suis. MM. J. Cohen-Ganouna et C. Ghesquière par leur intérêt, leur encouragement et leur dévouement ont permis à ce travail d'aboutir.

L'analyse de cette expérience a été réaliséepar MM. C. d'Andlau, M. Della Negra, P. Frenkiel, P. Lemaigre, A. Volte, S. Wojcicki, Madame J. Siaud au Collège de France, MM. Duboc, D.N. Edwards, L. Montanet et leurs collaborateurs à l'Institut du Radium, à l'Université de Liverpool et au CERN. C'est grâce

à l'entente qui a toujours régné dans cette équipe internationale que nous avons accompli sans trop de difficultés le travail d'analyse de nos photographies.

Madame J.C. Vergés, MM. P. Rivet et S. Wojcicki se chargèrent de la mise au point des programmes nécessaires à notre étude. Ils furent secondés dans les tâches matérielles par Madame C. Bastianelli, Mademoiselle A. Le Guen et Monsieur Terranova.

Les opérations de dépouillement et de mesure ont été effectuées par une équipe d'aide-physiciens comprenant pour l'expérience des annihilations d'antiprotons avec production de K_1^o, Mesdames C. Bastianelli, M. Leborgne, M.J. Renavand, M. Taron, Mesdemoiselles D. Benamou, C. Bienaimé, C. Fritsch, MM. R. Hourmant, C et F. Krief, L. Lebert, A. Martin, R. Montcharmont et J. Walczak. Mademoiselle D. Neubauer et Monsieur R. Delgado ont contribué efficacement à l'expérience de doubles diffusions. Ils furent secondés dans cette tâche par Mesdames M. Rabache, M.J. Renavand, Mesdemoiselles C.J. Boursin, M. Durand, M.L. Planquel, M.R. Quillien, A. Sauce, A. Teurtroy, MM. G. Bridet, J.F. Combes, S. Dinnematin, A. Diouf, A. Florés, M. Gyori, A. Jaquemet, Le Tan Xuan, Nguyen Van Than, J. Orillon, A. Paraiso, M. Soumana, A. Zimiri. Nous avons tous apprécié leur bonne volonté, leur efficacité, le sérieux et l'attention qu'ils ont apporté à un labeur parfois monotone.

Par sa bonne humeur et ses grandes qualités d'organisatrice Madame M. Taron nous a très directement aidé dans la tâche délicate de classer les événements. Par sa gentillesse, son intelligence et son désir d'aplanir les difficultés d'ordre matériel Mademoiselle M.R. Quillien se montra une excellente collaboratrice et camarade.

Je remercie enfin les personnes qui ont contribué à l'élaboration matérielle de cette thèse. Madame J. Térrié a dactylographié le texte et assuré la mise en page avec compétence, dévouement et sourire. Mesdames M. Huc, M.J. Renavand, C. Bourgeois Saint-Onge, Mesdemoiselles F. Moreau, D. Neubauer, M.R. Quillien, A. Teurtroy, MM. A. Zemiri, Le Tan, avec beaucoup de soin ont contribué à la réalisation des figures ainsi qu'à la correction du texte. La présentation de ce travail doit beaucoup à M. C. Jadot qui a fait preuve

comme à l'accoutumé de son talent dans le tirage des photographies, la réalisation des diapositives, ainsi que d'une grande patience lors de la polycopie.

Cette étude a pu se faire grâce à l'allocation de recherche qui m'a été accordée par le Centre National de la Recherche Scientifique.

-:-

TABLE DES MATIERES

-:-

INTRODUCTION.- page 1

PREMIERE PARTIE.- ETUDE EXPERIMENTALE

Chapitre I - Rappel des conditions expérimentales 7

Chapitre II - Tests de l'homogénéité des événements. Sections efficaces. 17

Chapitre III - Etude de l'annihilation de l'antiproton 35

DEUXIEME PARTIE.- ETUDE DES ETATS FINALS $K \bar{K} 3 \pi$ ET $K \bar{K} 4 \pi$

Chapitre I - Etude des états finals $K \bar{K} 3 \pi$ et $K \bar{K} 4 \pi$ Possibilité d'une résonance ($K \bar{K} \pi$) à 1290 MeV 43

Chapitre II - Etude des annihilations d'antiprotons en 5 et 6 corps avec un méson K chargé dans l'état final 51

Chapitre III - Etude des annihilations d'antiprotons du type $\bar{p} p \rightarrow K^o \bar{K}^o \pi \pi \pi$ 83

TROISIEME PARTIE.- ETUDE DES NOMBRES QUANTIQUES DU D^o

Chapitre I - Etude de la production du D^o. Détermination de sa masse et de sa largeur 101

Chapitre II - Spin isotopique, conjugaison de charge et G parité du D^o. 125

Chapitre III - Spin et parité du D^o 135

CONCLUSIONS.- 177

ANNEXE I.-

Test de l'invariance sous CP et C des annihilations $\bar{p}$ p à 1,18 GeV/c comportant des particules étranges 179

ANNEXE II.-

Section efficace differentielle de diffusion d'antiprotons de 1,18 GeV/c sur protons 193

ANNEXE III.-

Etude de la polarisation d'antiprotons de 1,18 GeV/c produite lors d'une diffusion élastique sur proton 197

ANNEXE IV.-

Etude de la polarisation des antiprotons incidents 205

REFERENCES.- 209

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

« Les effets Josephson. »

Vu et approuvé

Orsay, le 18 mai 1967

Le Doyen de la Faculté des Sciences

J. BERGERARD

Vu
et Permis d'Imprimer

Le Recteur de l'Académie de Paris,

Jean ROCHE